



# UNIVERSIDAD CARLOS III DE MADRID

DEPARTAMENTO DE INGENIERÍA ELÉCTRICA, ELECTRÓNICA Y AUTOMÁTICA



## TESIS DOCTORAL

INTERFEROMETRÍA LÁSER HETERODINA PARA DIAGNÓSTICO EN PLASMAS DE FUSIÓN. EXPERIMENTOS Y MEDIDAS REALIZADOS EN EL STELLARATOR TJ-II Y EL TOKAMAK C-MOD.

AUTOR: PABLO ACEDO GALLARDO

DIRECTOR: HORACIO LAMELA RIVERA

LEGANÉS, 2000.



## AGRADECIMIENTOS.

Vaya por delante el mayor de mis reconocimientos al *Dr. D. Horacio Lamela Rivera*, director de esta tesis doctoral. Ha sido mucho el camino recorrido, lleno de desencuentros y dificultades, camaradería y éxitos; pero hay una cosa cierta: sin él este trabajo nunca hubiera sido.

A todos aquellos, que fueron o son, parte del *Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser* de la Universidad Carlos III de Madrid, muchas gracias. Todo el esfuerzo realizado ha merecido la pena sólo por compartir mi tiempo y aprendizaje con vosotros. Mención especial merece el que lleva conmigo desde el comienzo de esta aventura, *Guillermo Carpintero*.

I would like to express all my gratitude to *Dr. Jim Irby* from MIT Plasma Science and Fusion Center for giving me the opportunity to work with him. His help and advice while I was at MIT have been invaluable. Many thanks also to all the Alcator group for their help while setting up the experiment and the way they have treated me. I would like also to thank very specially my friend *Rick Murray*; working with him has been a real pleasure.

He de agradecer al *Dr. D. Joaquín Sánchez* la oportunidad que nos dio en su día de trabajar en el Stellarator TJ-II y con él mi reconocimiento a todo el personal involucrado en el experimento TJ-II por la ayuda prestada en la instalación y diseño de algunas partes del interferómetro. En especial he de nombrar a la *Dra. Teresa Estrada* por su gran ayuda en todas las tareas que ha habido que realizar en el CIEMAT.

Tengo que acordarme también de todo el personal del *Área de Tecnología Electrónica* de la Universidad Carlos III de Madrid donde he desarrollado mi actividad docente para agradecer la mucha ayuda recibida. Mi agradecimiento va para todos, desde los técnicos de laboratorio hasta el responsable de la misma.

En esta última parte de la tesis la ayuda de mucha gente ha sido determinante. Agradecer especialmente la disposición de *Sara Pérez* y *Marta Ruiz* a colaborar en todo lo que han podido, así como dar las gracias a toda esa gente que ha aportado su granito de arena asumiendo parte de mi docencia, dando ideas y, en general, soportándome.

En esta última etapa de mi vida la presencia de *Marta* ha sido fundamental. A ella hay que agradecerle estas últimas fuerzas tan necesarias que nunca supe si las iba a tener. No tengo ninguna duda de que todo podría haber cambiado sin ella.

Por último, señalar a los responsables de todo, *mi familia*. Sin su apoyo no habría sido posible nada de lo que me ha ocurrido durante estos últimos años y de lo que esta tesis es síntesis. Nunca hay palabras para agradecer a un padre y una madre lo que han hecho y no lo voy a intentar. Muchas gracias también a ti *Fernando*.



## RESUMEN.

La presente tesis describe la concepción, el diseño, la instalación y la obtención de primeros resultados de dos interferómetros láser heterodinos con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en dos máquinas de fusión: el Stellarator TJ-II (Centro de Investigaciones Energéticas, Mediambientales y Tecnológicas, Madrid) y el Tokamak Alcator C-Mod (Plasma Science and Fusion Center, MIT, EEUU). Este diagnóstico interferométrico de la densidad electrónica basado en la variación del índice de refracción del plasma en función del número de electrones libres por unidad de volumen en el mismo, es fundamental en toda máquina para la investigación en fusión.

En primer lugar se presentan las bases de un diseño de un sistema interferencial heterodino basado en dos longitudes de onda ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ , y He-Ne,  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II. Las razones de esta elección, primera vez que se demuestra el funcionamiento de un diagnóstico con una longitud de onda tan corta para la medida de densidades electrónicas en un Stellarator, estriban en lo compacto del sistema final y la sencillez del uso de fuentes láser en el infrarrojo próximo y visible frente a las técnicas basadas en el infrarrojo lejano (FIR). No obstante, esta decisión ha llevado implícito varios pasos previos como han sido la necesidad de la concepción e implementación de una electrónica para la detección de fase del sistema de interferometría láser heterodina, su caracterización en cuanto a los límites de resolución mediante su calibración con un interferómetro homodino y la evaluación del límite de substracción de las vibraciones mecánicas del sistema de interferometría láser heterodino con dos longitudes de onda. El diseño definitivo se ha instalado en el Stellarator TJ-II obteniéndose los primeros resultados de medida de densidades electrónicas de  $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  en máquinas de densidad y tamaño medio al eliminar las vibraciones mecánicas producidas en esta máquina hasta un nivel de  $10^{-2}$  de franja de  $\text{CO}_2$ .

En segundo lugar se presenta el principio de funcionamiento, la instalación, puesta a punto y operación de un interferómetro láser heterodino para la medida de densidades electrónicas basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia ( $\lambda_1 = 1.064 \mu\text{m}$  y  $\lambda_2 = 532 \text{ nm}$ ) en el Tokamak Alcator C-Mod. Es la primera vez que se demuestra el funcionamiento de un sistema interferencial de este tipo que incorpora las ventajas respecto a los sistemas con dos longitudes de onda tradicionales, de una mayor insensibilidad a las vibraciones mecánicas, y una reducción de los componentes ópticos necesarios. Las medidas de densidad electrónica obtenidas en este sistema son de  $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$  de valor máximo de integral de línea con una resolución de  $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ . Este sistema, además, presenta la novedad relativa de una visión tangencial del plasma, de aplicación directa en las futuras máquinas de fusión.



## ABSTRACT.

The present thesis describes the complete design of a two color heterodyne laser interferometer to measure the electronic density in plasma fusion experiments, from its conception to its implementation and operation in two different fusion machines: the Stellarator TJ-II (Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas, Madrid) and the Tokamak Alcator C-Mod (Plasma Science and Fusion Center, MIT, USA). This interferometric diagnostic of the electron density is based on the refraction index change produced by free electrons in the plasma and has a major importance in every fusion experiment .

In this sense this thesis first describes a two wavelength laser heterodyne interferometer ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  and HeNe,  $\lambda=633 \text{ nm}$ ) to measure the electron density in the TJ-II Stellarator which demonstrates for the first time the operation of a system with such a short wavelength for electron density measurements in a Stellarator. This fact results in a compact and easy to operate system which has the advantages of working with visible and near infrared wavelengths compared to systems designed using far infrared (FIR) techniques. Nevertheless this decision involved the development of a high precision heterodyne phase detection electronic system, the calibration of the interferometric system in terms of its resolution using a homodyne interferometer, and the evaluation of the mechanical vibrations subtraction limits in two color laser heterodyne interferometric systems. The final prototype of the design has been installed in the Stellarator TJ-II, were the first results of a two-color system for electron density measurements of  $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  in a medium-size machine were obtained with a  $10^{-2}$   $\text{CO}_2$  fringe error after mechanical vibrations subtraction.

This thesis also presents the principles of operation, the installation and operation of a heterodyne laser interferometer for measuring plasma electron densities in the Tokamak Alcator C-Mod using a frequency doubled Nd:YAG laser ( $\lambda_1=1.064 \mu\text{m}$  and  $\lambda_2=0.532 \mu\text{m}$ ). This is the first time a system like this is installed on a Tokamak and, in addition to the advantages of two color interferometers, this system presents an increased immunity to mechanical vibrations and a reduction of the optical components. Maximum line-integral electron densities of  $3 \times 10^{20} \text{ m}^{-2}$  have been obtained with  $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$  resolution. A major novelty which has been introduced in this system is a tangential view of the plasma of direct application in future fusion devices.



# ÍNDICE.

<b>I.</b>	<b>Introducción.</b>	<b>1</b>
<b>II.</b>	<b>Interferometría Láser Heterodina para Medida de Densidades Electrónicas en Plasmas de Fusión.</b>	<b>7</b>
II.1.	Introducción.	7
II.2.	Interferometría de ondas electromagnéticas para la medida de la densidad electrónica en plasmas.	9
II.2.1.	Propagación de ondas electromagnéticas en plasmas.	9
II.2.1.1.	El índice de refracción de un plasma y su relación con la densidad electrónica.	10
II.2.1.2.	Desfase de una onda electromagnética en un plasma de fusión.	14
II.2.1.3.	Refracción y ángulo de deflexión en un plasma de fusión.	15
II.2.2.	Interferometría láser para la medida de densidades electrónicas en plasmas.	18
II.2.2.1.	Medida de densidad electrónica mediante interferometría láser.	18
II.2.2.2.	Interferometría láser heterodina aplicada a medida de densidades electrónicas.	20
II.2.3.	Recuperación del perfil espacial.	23
II.3.	Consideraciones de diseño.	26
II.3.1.	Elección de la longitud de onda de los láseres utilizados.	26
II.3.1.1.	Sistemas con dos longitudes de onda.	30
II.3.2.	Consideraciones adicionales.	32
II.3.2.1.	Resolución temporal.	32
II.3.2.2.	El sistema interferométrico en el entorno de la Máquina.	33
II.4.	Sistemas interferométricos para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión actuales.	34
II.5.	Conclusiones	37
<b>III.</b>	<b>Estudio de un Sistema de Interferometría Láser para el TJ-II. Concepción, Calibración y Medidas de Fase.</b>	<b>39</b>
III.1.	Introducción.	39
III.2.	Concepción y diseño de un sistema interferométrico con dos longitudes de onda (CO <sub>2</sub> y He-Ne) para el Stellarator TJ-II.	41
III.2.1.	Elección de la longitud de onda.	41
III.2.2.	Discusión.	43
III.3.	Estudio del sistema de detección de fase para el interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda del Stellarator TJ-II.	46
III.3.1.	Sistema de desplazamiento de frecuencia (BDF).	46
III.3.2.	Detector de fase.	48
III.3.3.	Resultados.	51

III.4.	Calibración de las medidas de fase óptica en un sistema de interferometría láser He-Ne heterodino/homodino.	54
III.4.1.	Descripción del interferómetro heterodino/homodino.	55
III.4.2.	Estudio del alineamiento de sistemas interferométricos heterodinos mediante el uso de un sistema interferométrico heterodino/homodino.	58
III.4.3.	Estudio de la resolución de un sistema interferométrico heterodino con la ayuda del sistema interferométrico heterodino/homodino.	61
III.4.4.	Discusión.	67
III.5.	Medidas de fase en un prototipo de interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda, CO <sub>2</sub> y He-Ne para el TJ-II.	68
III.5.1.	Descripción del sistema interferométrico con dos longitudes de onda CO <sub>2</sub> y He-Ne.	68
III.5.2.	Estudio de la substracción de las vibraciones mecánicas.	71
III.5.3.	Estudio de la influencia de la longitud de onda del láser de CO <sub>2</sub> .	76
III.5.4.	Discusión.	79
III.6.	Conclusiones.	80
<b>IV.</b>	<b>Instalación y Operación de un Sistema de Interferometría Láser para Medida de Densidades Electrónicas en el Stellarator TJ-II.</b>	<b>83</b>
IV.1.	Introducción.	83
IV.2.	El Stellarator TJ-II del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas.	85
IV.2.1.	Experimento TJ-II. Objetivos y función dentro del programa EURATOM.	85
IV.2.2.	Sistemas de Diagnósticos del TJ-II.	89
IV.2.3.	Discusión.	92
IV.3.	El interferómetro láser heterodino del Stellarator TJ-II.	94
IV.3.1.	Concepción del interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda para el Stellarator TJ-II.	94
IV.3.2.	Diseño del interferómetro láser a dos colores para el TJ-II	97
IV.3.2.1.	Fuentes láser y moduladores acustoópticos.	98
IV.3.2.2.	Concepción y diseño del brazo de medida para medida de densidades electrónicas en el TJ-II.	98
IV.3.2.3.	Diseño del brazo de referencia del interferómetro láser heterodino para el Stellarator TJ-II.	105
IV.3.3.	Instalación del interferómetro láser heterodino para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II.	106
IV.3.3.1.	Instalación y alineamiento del brazo de medida del interferómetro láser heterodino del TJ-II.	106
IV.3.3.2.	Instalación y alineamiento del brazo de referencia.	107
IV.3.3.3.	Sistema de detección y temporización y adquisición de señal.	108
IV.4.	Resultados experimentales.	109
IV.4.1.	Estudio del movimiento de los elementos mecánicos del interferómetro durante las descargas del Stellarator TJ-II.	109
IV.4.2.	Resultados experimentales del interferómetro heterodino con dos colores para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II.	111

IV.4.2.1.	Substracción en estática del sistema a dos colores.	111
IV.4.2.2.	Medida del desplazamiento del espejo superior con el sistema a dos colores. Necesidad de la corrección en longitud de onda del láser de CO <sub>2</sub> .	113
IV.4.2.3.	Primeros plasmas medidos con el interferómetro láser heterodino con dos colores.	115
IV.4.2.4.	Análisis de los resultados obtenidos.	118
IV.5.	Conclusiones y trabajo futuro.	121
<b>V.</b>	<b>Estudio de un Sistema de Interferometría Láser para el Tokamak C-Mod Usando un Láser de Nd:YAG con Doblado de Frecuencia.</b>	<b>123</b>
V.1.	Introducción.	123
V.2.	Diseño conceptual de un sistema interferométrico a dos colores basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia.	126
V.2.1.	Sistemas de medida de densidades electrónicas basados en sistemas con doblado de frecuencia.	126
V.2.2.	Principio de funcionamiento de un sistema interferométrico para la medida de densidades electrónicas basado en un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia.	131
V.2.3.	Conclusiones.	136
V.3.	Instalación de un interferómetro láser heterodino basado en un láser de Nd:YAG doblado en frecuencia en el Tokamak C-Mod (PSFC-MIT).	137
V.3.1.	El Tokamak Alcator C-Mod.	137
V.3.2.	El interferómetro láser heterodino basado en un láser de Nd:YAG doblado en frecuencia del Alcator C-Mod.	139
V.3.2.1.	Esquema óptico del sistema interferométrico.	140
V.3.2.2.	Brazo de medida. Instalación de los elementos interiores en la vasija de Alcator C-Mod.	142
V.3.2.3.	Periscopio.	145
V.3.2.4.	Sistema de demodulación y detección de fase.	148
V.4.	Primeros resultados del interferómetro láser heterodino basado en un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia en Alcator C-Mod.	151
V.4.1.	Puesta en funcionamiento del sistema interferométrico tangencial en el Alcator C-Mod.	151
V.4.1.1.	Estabilidad del brazo de referencia.	152
V.4.1.2.	Estabilidad del brazo de medida.	152
V.4.2.	Primeros plasmas medidos con TTCl.	153
V.5.	Conclusiones y trabajo futuro.	155
<b>VI.</b>	<b>Conclusiones.</b>	<b>157</b>
 <b>Anexos</b>		
<b>A1.</b>	<b>El Sistema de Detección y Demodulación del Interferómetro Láser Heterodino del Stellarator TJ-II.</b>	<b>161</b>
A1.1.	Relación S/N y detección de fase.	161
A1.2.	Condiciones de diseño del sistema de detección y demodulación para el interferómetro láser heterodino del Stellarator TJ-II.	164

A1.2.1. Sistema de detección.	164
A1.2.2. Sistema de desplazamiento de frecuencia (BDF).	168
<b>A2. El Sistema Detector de Fase del Interferómetro Láser Heterodino del Stellarator TJ-II.</b>	<b>173</b>
A2.1. Principio de funcionamiento del detector de fase.	173
A2.2. Descripción del detector de fase.	174
A2.3. Adquisición de datos.	176
<b>A3. Instalación de la Infraestructura y Elementos Auxiliares del Interferómetro Láser Heterodino del Stellarator TJ-II.</b>	<b>179</b>
A3.1. Caja del interferómetro.	179
A3.2. Armario (Rack).	181
A3.3. Refrigeración.	182
<b>A4. Resultados de la Operación del 29 de Noviembre de 1999.</b>	<b>185</b>
<b>A5. Medida y Corrección de las dos Longitudes de Onda de Salida del Láser de Nd:YAG.</b>	<b>191</b>
<b>Referencias.</b>	<b>197</b>



# Capítulo I Introducción.

En los últimos cuarenta años hemos asistido a un gran desarrollo de la investigación en fusión nuclear impulsada por la obtención de plasmas con parámetros cada vez más cercanos a los necesarios para un futuro reactor de fusión [1.1]. En este sentido los mejores resultados se han obtenido en dispositivos de confinamiento magnético de tipo toroidal, conocidos como Tokamaks y Stellarators, siendo en máquinas de este primer tipo en las únicas que se ha obtenido energía de procesos de fusión usando como combustible dos isótopos del hidrógeno: deuterio (D) y tritio (T) [1.1]. Este esfuerzo internacional en pos de la obtención de una nueva fuente de energía basada en la fusión nuclear tiene su siguiente paso en la construcción de un reactor termonuclear experimental internacional ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor) [1.2], un proyecto conjunto entre la Unión Europea, Estados Unidos, Japón y Rusia que permitirá poner las bases para el desarrollo de un futuro reactor comercial de fusión. España participa en este importante proyecto de investigación con el diseño, la instalación y la explotación experimental del Stellarator TJ-II [1.3]. Este Stellarator, cofinanciado por la Unión Europea dentro del consorcio EURATOM-CIEMAT, está operativo desde Diciembre de 1997 y tiene como objetivo fundamental investigar el comportamiento de plasmas confinados en trampas magnéticas fuertemente helicoidales para evaluar los Stellarators frente a los Tokamaks en futuras plantas de producción de electricidad por fusión nuclear [1.4].

La obtención de un reactor de fusión se basa en conseguir la liberación de grandes cantidades de energía a partir de la unión de dos núcleos ligeros como, por ejemplo, los anteriormente citados deuterio y tritio. Para que dos núcleos ligeros se unan, la energía cinética de ambos ha de ser lo suficientemente elevada para vencer la repulsión electrostática entre ellos hasta que las fuerzas nucleares, de corto alcance, fusionen los dos núcleos. Es decir, si queremos obtener energía a partir de la fusión de núcleos de estas dos especies hemos de ser capaces de elevar la temperatura (alrededor de  $5 \times 10^7$  K) de una mezcla de deuterio (D) y tritio (T) durante el tiempo necesario para que se produzca la reacción de fusión. A estas altísimas temperaturas ya no tenemos un gas si no que el hidrógeno está en forma de plasma. En este sentido se usa esta palabra, "plasma", para identificar el estado gaseoso de la materia a altas temperaturas en el que los átomos están totalmente ionizados. Debido a los altísimos valores de temperatura necesarios para que se produzca la fusión de dos núcleos, la única alternativa para conseguir un reactor de fusión

implica la obtención de estos plasmas de deuterio (D) y tritio (T) a muy alta temperatura durante un tiempo mínimo de confinamiento.

Lawson en 1957 indicó las condiciones necesarias para que se produzca esta reacción de fusión [1.5] que vienen dadas por un triple producto que involucra la densidad del plasma ( $n$ ), la temperatura del mismo ( $T$ ) y el tiempo de confinamiento ( $\tau$ ). En este sentido el estudio experimental de los plasmas de fusión en el interior de las múltiples máquinas que se han diseñado para ello [1.1] ha llevado implícito el desarrollo de técnicas específicas de diagnóstico para la caracterización del comportamiento de estos tres parámetros [1.6] siendo fundamental el relativo a la medida de la densidad electrónica del plasma ( $n$ ). En principio, varias son las técnicas que se pueden aplicar para la medida de esta magnitud [1.7] pero desde el comienzo de la investigación en plasmas de fusión la técnica más extendida para realizar esta medida ha sido la interferométrica que mide el desfase producido en una onda electromagnética por un gas ionizado en función de la densidad electrónica del mismo [1.8]. En nuestros días este sigue siendo el diagnóstico fundamental para obtener en tiempo real la información de la densidad electrónica.

La técnica interferométrica ha sido desde el comienzo de la investigación en plasmas, y no solo en plasmas de fusión, el método fundamental para la obtención de la densidad electrónica de los mismos. En este sentido, con el advenimiento del láser en los años 60 se realizaron medidas de densidades electrónicas en plasmas fríos utilizando interferometría láser para su estudio [1.9]. Diversos esquemas se desarrollaron para el estudio de estos plasmas en descargas que incluyeron como fuentes láseres: láseres de He-Ne [1.10], láseres de CO<sub>2</sub> [1.11] e incluso láseres en el infrarrojo lejano [1.12] (FIR); y el uso de técnicas interferométricas del tipo Michelson [1.13], técnicas de interferometría láser heterodina [1.14], con dos longitudes de onda [1.15] y técnicas interferométricas para el estudio del perfil espacial de densidad electrónica [1.16]. Sin embargo, si bien estas técnicas eran empleadas satisfactoriamente en entornos controlados de plasmas en laboratorios, al aplicarlas directamente a sistemas más complejos como es el entorno de una máquina de fusión (el caso de un Tokamak o un Stellarator) sus resultados no eran los deseados.

En una primera etapa, el diagnóstico interferométrico aplicado a plasmas de fusión se basaba en el uso de microondas en el entorno de las decenas de GHz [1.17, 1.18]. Estos interferómetros están basados en esquemas de Mach-Zehnder donde uno de los brazos del interferómetro atraviesa el plasma para su diagnóstico. No obstante, al irse incrementando la densidad electrónica de los plasmas confinados se desarrollaron sistemas con longitudes de onda más pequeñas para evitar los fenómenos de corte (para cierta densidad electrónica la radiación es reflejada por el plasma) y refracción (desviación del haz de su trayectoria rectilínea debido a un gradiente de densidad electrónica) que aparecen a densidades

electrónicas más altas [1.8]. En ese sentido, los primeros sistemas de microondas dejaron paso a sistemas basados en el uso de láseres en el infrarrojo lejano [1.19] (FIR) con longitudes de onda más pequeñas. Sin embargo, en algunas máquinas de baja densidad, principalmente Stellarators, se han seguido manteniendo interferómetros de microondas para la medida de densidades electrónicas [1.20, 1.21, 1.22].

Como fuente para los diversos sistemas interferométricos basados en láseres FIR para realizar esta medida se han usado láseres de HCN [1.19] ( $\lambda=339\text{ }\mu\text{m}$ ), de  $\text{CH}_3\text{OH}$  [1.23] ( $\lambda=119\text{ }\mu\text{m}$ ), de  $\text{HCOOH}$  [1.24] ( $\lambda=432\text{ }\mu\text{m}$ ) y DCN [1.25] ( $\lambda=185\text{ }\mu\text{m}$ ), manteniendo el esquema de Mach-Zehnder como base del sistema interferométrico desarrollado. Esto obliga al uso de enormes estructuras mecánicas en C rodeando toda la vasija que contiene al plasma para mantener todos los componentes del interferómetro sujetos a una misma estructura rígida y evitar los desfases inducidos en la señal interferencial por las vibraciones mecánicas presentes en estas máquinas. No obstante, en algunos experimentos con altas densidades o elevados gradientes de densidad electrónica, estas longitudes de onda en el infrarrojo lejano siguen presentando fenómenos de refracción de la luz, y por esta razón en diversos experimentos se ha optado por el uso de sistemas interferométricos para la medida de densidades electrónicas basados en láseres en el infrarrojo próximo (IR) con longitudes de onda todavía más pequeñas [1.26], especialmente el láser de  $\text{CO}_2$  ( $\lambda=10.6\text{ }\mu\text{m}$ ).

Sin embargo, estos sistemas interferométricos basados en láseres en el infrarrojo próximo ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda=10.6\text{ }\mu\text{m}$ ), debido a su pequeña longitud de onda, son mucho más sensibles a las vibraciones mecánicas presentes en las máquinas de fusión. Por esta razón y para solucionar este problema se ha tenido que implementar en el mismo interferómetro otra longitud de onda para compensar las vibraciones mecánicas producidas en las máquinas de fusión [1.27, 1.28]. En estos sistemas con dos longitudes de onda o dos colores se han utilizado como longitudes de onda de compensación de vibraciones mecánicas las de los láseres de He-Ne (tanto con  $\lambda=633\text{ nm}$  [1.29], como con  $3.39\text{ }\mu\text{m}$  [1.30]), láseres de CO [1.31] ( $\lambda=5.4\text{ }\mu\text{m}$ ) y láseres de  $\text{CO}_2$  con una longitud de onda de emisión próxima a  $\lambda=10.6\text{ }\mu\text{m}$  ( $\lambda=9.27\text{ }\mu\text{m}$ ) [1.32]. No obstante, hay que señalar que el uso de una segunda longitud de onda para compensación de vibraciones mecánicas no es exclusivo de sistemas con láseres en el infrarrojo (IR), si no que ha sido necesario incluso para sistemas FIR instalados en grandes máquinas como en el JET (longitud de onda de medida  $\lambda=195\text{ }\mu\text{m}$ , longitud de onda de compensación  $\lambda=118,8\text{ }\mu\text{m}$ ), el JT-60 (longitud de onda de medida  $\lambda=118\text{ }\mu\text{m}$ , longitud de onda de compensación  $\lambda=633\text{ nm}$ ) o el TFTR (longitud de onda de medida  $\lambda=118,8\text{ }\mu\text{m}$ , longitud de onda de compensación  $\lambda=633\text{ nm}$ ) [1.25].

Así mismo, la casi totalidad de los sistemas interferométricos para la medida de densidades electrónicas están basados en esquemas de interferometría láser heterodinos [1.19]. No obstante, hay que hacer notar la dificultad de implementar sistemas heterodinos en diagnósticos con láseres FIR pues implican el uso de redes de difracción giratorias [1.19] o bien el uso de dos láseres ligeramente desintonizados [1.23]. En este sentido una evolución hacia longitudes de onda en el infrarrojo facilita su implementación y los hace más compactos al existir moduladores acustoópticos de estado sólido con posibilidad de obtener sistemas de interferometría heterodina con altas frecuencias de modulación para estas longitudes de onda [1.33].

Un aspecto importante de la evolución de las técnicas interferométricas aplicadas a la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión ha sido la necesidad de conocer también el perfil espacial de la densidad electrónica dentro del plasma [1.34]. En los primeros experimentos de fusión los sistemas interferométricos se reducían al uso de un solo canal de medida. Sin embargo la llegada de láseres más potentes permitió desarrollar sistemas con múltiples canales que repetían básicamente el mismo esquema original de interferometría láser pero a lo largo de diferentes líneas de visión espacial [1.35]. En esta línea se han desarrollado también sistemas interferométricos que iluminan el plasma con un haz de luz extendido y de esta forma se obtiene el perfil espacial de la densidad explorando diversos puntos del frente de onda interferencial de salida. Esta última técnica se ha empleado tanto en sistemas basados en láseres FIR como en láseres en el infrarrojo (IR) permitiendo el estudio de perfiles espaciales de densidad electrónica con relativa alta resolución espacial [1.34].

La investigación actual en los sistemas de diagnóstico de interferometría láser para medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión persigue varios objetivos. En primer lugar se tiende a la obtención de diagnósticos cada vez más compactos, fiables y de fácil operación con longitudes de onda entre el infrarrojo y el visible. En segundo lugar se tiende a incorporar al diseño nuevos sistemas de visión tangencial [1.36]. Un ejemplo de esto es el ITER [1.37] que sólo dispone de puertos para instalación de diagnósticos interferométricos tangenciales. Por último, y en tercer lugar, se considera de vital importancia la aplicación de nuevas técnicas interferométricas para el estudio del perfil espacial de la densidad electrónica con una alta resolución. En este sentido se ha despertado últimamente interés por el estudio del borde del plasma sobre todo en transiciones L-H [1.38] o ir al uso de longitudes de onda más pequeñas [1.39] ya casi en el espectro visible.

La presente tesis está dedicada al estudio de los sistemas interferométricos láser aplicados a la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. Este estudio se

verá reflejado en la concepción, diseño, instalación y operación de un sistema interferométrico con dos longitudes de onda ( $\text{CO}_2$   $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  y He-Ne  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) por primera vez en un Stellarator, el TJ-II (CIEMAT, Madrid), y en la instalación, puesta a punto y operación por primera vez de un sistema interferométrico con dos longitudes de onda basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia ( $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$  y  $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ) en el Tokamak Alcator C-Mod del Plasma Science and Fusion Center (MIT, EEUU).

Tras estudiar el interés que presenta la técnica de interferometría láser como sistema de diagnóstico de densidades electrónicas en plasmas de fusión, en el Capítulo II se detallan las bases teóricas de este diagnóstico interferométrico, describiéndose así mismo las soluciones tradicionalmente empleadas que están basadas en la variación del índice de refracción que se produce en una onda electromagnética cuando atraviesa un plasma. Se hará énfasis en las limitaciones del diagnóstico y los diversos aspectos funcionales que se deben tener en cuenta en la elección del sistema apropiado a cada máquina de fusión. Se finaliza con una descripción comparativa de los sistemas instalados en las máquinas de fusión actuales. A continuación, en el Capítulo III, se pasa a detallar el diseño de un sistema interferométrico para la medida de las densidades electrónicas en la segunda fase de operación del Stellarator TJ-II. En esta fase de diseño se identifican diversos aspectos relacionados con la instalación del sistema definitivo y que requieren del estudio experimental del sistema interferométrico conjunto para la medida de desfases equivalentes a los necesarios en la medida de densidades electrónicas en el TJ-II. Estas medidas experimentales serán detalladas a lo largo de este capítulo y nos proporcionarán los datos necesarios para poder afrontar la instalación del sistema de interferometría láser  $\text{CO}_2$  y He-Ne diseñado para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II. El Capítulo IV está dedicado a la descripción del diseño final, instalación, puesta a punto y operación de este sistema interferométrico para la medida de la variación de los índices de refracción producidos por las densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II. En dicho capítulo se mostrarán los primeros resultados de medida de densidad electrónica de un sistema interferométrico con dos longitudes de onda en una máquina de tipo Stellarator y se compararán dichos resultados con los obtenidos con el interferómetro de microondas que tiene instalado el TJ-II. El Capítulo V se dedica a la descripción de la instalación, puesta a punto y operación del primer sistema interferométrico para la medida de densidades electrónicas en un Tokamak basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia. En este capítulo se plantean las bases teóricas y conceptuales de este nuevo sistema interferométrico para pasar a la descripción del sistema, su instalación y se mostrarán los primeros resultados obtenidos con este nuevo interferómetro. En el último capítulo se presenta, finalmente, las conclusiones de esta tesis.



## **Capítulo II. Interferometría Láser Heterodina Para Medida de Densidades Electrónicas en Plasmas de Fusión.**

### ***II.1. Introducción.***

En el contexto de esta tesis dedicada al estudio de sistemas de interferometría láser para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión, el presente capítulo se va a dedicar al estudio de dicho diagnóstico así como a la descripción de los principios básicos de esta técnica interferométrica. En este sentido, los siguientes párrafos pretenden dotarnos de los conceptos tanto desde el punto de vista teórico como de la técnica instrumental que permitirán entender la descripción de los diversos sistemas interferométricos que se describen en posteriores capítulos.

Así, en nuestro objetivo de presentar las bases del diagnóstico, comenzaremos describiendo brevemente el comportamiento de una onda electromagnética al atravesar un plasma y los diversos fenómenos que aparecen asociados a dicha propagación. Identificaremos el carácter dispersivo del plasma y demostraremos como a partir de la medida del índice de refracción del mismo podemos obtener información sobre su densidad electrónica. En este entorno la interferometría de ondas electromagnéticas aparece como la herramienta natural para la medida de dicho índice de refracción. Este estudio sobre la propagación de ondas electromagnéticas en plasmas y los diversos fenómenos asociados a esta propagación nos va a permitir, no sólo validar la técnica interferométrica para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión, si no que nos va a dar los parámetros de diseño fundamentales de estos sistemas. La elección de la longitud de onda de la radiación con la que pretendemos realizar la medida aparecerá como el parámetro fundamental.

El diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión utiliza principalmente la técnica heterodina de modulación y demodulación. Diversas son las razones que han llevado a la generalización de este tipo de sistemas y que estudiaremos con el objetivo de fijar los requisitos que un esquema de este tipo ha de tener para una correcta medida de la densidad. La recuperación del perfil espacial

de la densidad mediante esta técnica es otro de los aspectos fundamentales de la aplicación de la interferometría a la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión.

El presente capítulo se estructura como sigue. El apartado siguiente está dedicado a la descripción de los principios físicos asociados a la técnica de medida interferométrica de densidades electrónicas en plasmas de fusión. A continuación se pasa a detallar algunas de las consideraciones fundamentales de diseño de estos sistemas interferométricos como son la elección de la longitud de onda de medida, el efecto de las vibraciones mecánicas y algunos detalles sobre la instalación de este tipo de sistemas en máquinas para el estudio de plasmas de fusión. Posteriormente se presenta una revisión comparativa de los sistemas interferométricos para medida de densidades electrónicas instalados en las diversas máquinas de fusión para finalizar con las conclusiones de este Capítulo II.



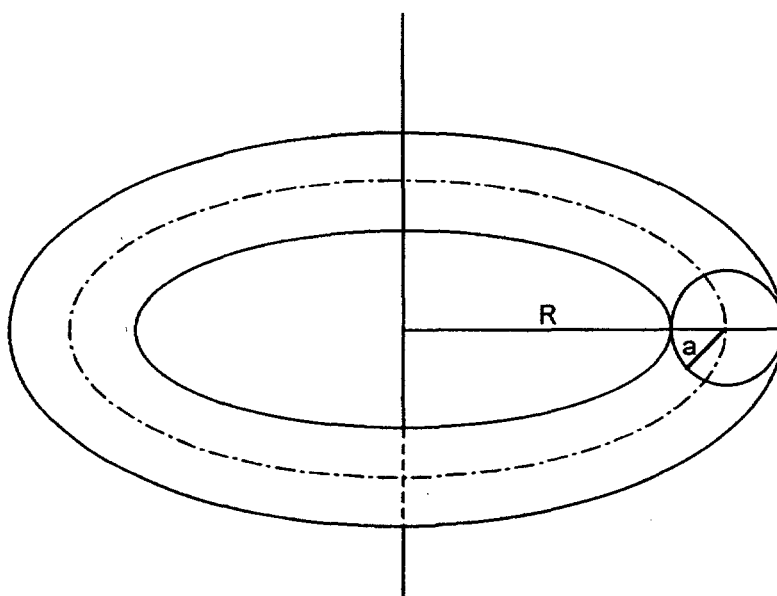
## ***II.2. Interferometría de ondas electromagnéticas para la medida de la densidad electrónica en plasmas de fusión.***

El presente apartado plantea los principios físicos e interferométricos en que se basa la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. Para ello comenzaremos describiendo las ecuaciones que gobiernan la propagación de una onda electromagnética en un plasma y los diversos fenómenos asociados a dicha propagación. A continuación, y a partir de los resultados obtenidos se describirá el principio de medida de densidad electrónica mediante interferometría de ondas electromagnéticas, algunos aspectos de interferometría heterodina y como se puede recuperar el perfil espacial de dicha densidad electrónica mediante la técnica interferométrica. En este sentido indicar que, aunque el estudio es general para cualquier onda electromagnética, nos vamos a centrar en la interferometría láser, objeto de esta tesis.

### **II.2.1. Propagación de ondas electromagnéticas en plasmas.**

El presente apartado pretende hacer un breve repaso del comportamiento de una onda electromagnética en presencia de un plasma. Para ello, vamos a obviar un estudio exhaustivo del comportamiento de una onda electromagnética genérica atravesando un gas uniformemente ionizado para centrarnos en los dos fenómenos fundamentales a tener en cuenta al medir la densidad electrónica de un plasma mediante técnicas interferométricas: la variación del índice de refracción en función de la densidad electrónica y la refracción sufrida por una onda en presencia de gradientes de densidad electrónica.

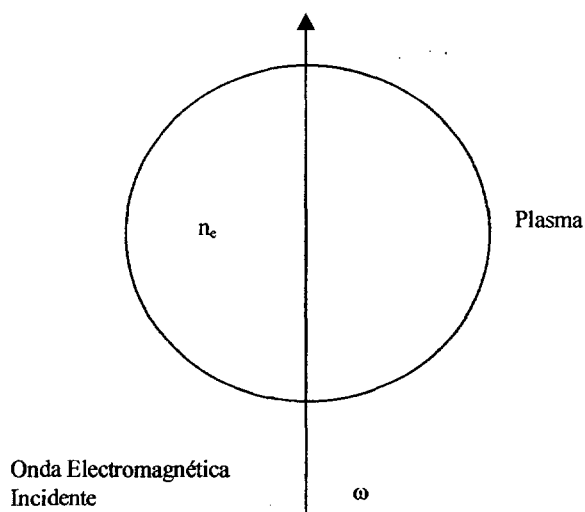
Para situarnos, en la *Figura II.1* se puede ver un esquema simplificado de un plasma dentro de un dispositivo de confinamiento toroidal (Tokamak o Stellerator). Como podemos observar el plasma tiene la forma de un toro (donut). Vamos a suponer que el plasma tiene además simetría toroidal y que el perfil de densidad que queremos estudiar se sitúa en un corte perpendicular al eje del toro. En consecuencia, si atravesamos el plasma siempre según un plano perpendicular a dicho eje, el corte del plano con el plasma es un círculo (*Figura II.2*).



**Figura II.1** Esquema de un plasma típico indicando la simetría toroidal.

### II.2.1.1 El índice de refracción de un plasma y su relación con la densidad electrónica.

En la *Figura II.2* se muestra un esquema de la situación que vamos a estudiar. En dicha figura se muestra una onda electromagnética de pulsación  $\omega$  (rad/s) atravesando un plasma de densidad  $n_e$  (electrones/m<sup>3</sup>).



**Figura II.2.** Propagación de una onda electromagnética a través de un plasma.

La expresión del índice de refracción  $N^*$  que ve una onda electromagnética al atravesar un plasma con un ángulo  $\theta$  entre la dirección de propagación de una onda y el

---

\* Vamos a emplear el símbolo  $N$  para el índice de refracción en lugar del más habitual ( $n$  minúscula) para evitar confusiones entre el índice de refracción  $N$  y la densidad electrónica  $n_e$ .

campo magnético presente en el mismo viene dado por la expresión de Appleton-Hartree [2.1]:

$$N^2 = 1 - \frac{A(1-A)}{1-A - \frac{1}{2}B^2 \sin^2 \theta \pm \sqrt{\left(\frac{1}{2}B^2 \sin^2 \theta\right)^2 + (1-A)^2 B^2 \cos^2 \theta}} \quad \text{II.1}$$

donde los factores adimensionales A y B toman un valor:

$$A = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad B = \frac{\Omega}{\omega} \quad \text{II.2}$$

Con  $\omega = 2 \pi f$ , siendo  $f$  la frecuencia de la onda que se propaga por el plasma,  $\omega_p$  la frecuencia del plasma [2.2] y  $\Omega$  la frecuencia ciclotrónica de los electrones del mismo [2.2] dadas por<sup>#</sup>:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \quad [\text{rad/s}] \quad \Omega = \frac{e B_0}{m_e} \quad [\text{rad/s}] \quad \text{II.3}$$

donde  $n_e$  es la densidad electrónica (electrones/m<sup>3</sup>),  $e$  la carga del electrón ( $e=1.6 \times 10^{-19}$  C),  $m_e$  la masa del electrón ( $m_e = 9.1 \times 10^{-31}$  kg),  $\epsilon_0$  la permitividad del vacío ( $\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12}$  F/m) y  $B_0$  la magnitud del campo magnético presente [Tesla].

Como podemos observar en la ecuación II.1 la expresión del índice de refracción es bastante compleja, pero los valores de dicho índice  $N$  dependen sólo de la densidad electrónica del plasma y del campo magnético presente en el mismo. Esto nos indica la validez de la medida del índice de refracción como diagnóstico para la obtención de la densidad electrónica del plasma. Además observamos la aparición de dos índices de refracción para cada ángulo de incidencia de la onda electromagnética que implica dos modos de propagación asociados a distintos estados de polarización de la onda incidente (birrefringencia). Se conoce como rayo ordinario al correspondiente al signo + de la ecuación II.1 mientras que el correspondiente al signo – es conocido como rayo extraordinario.

Sin embargo esta ecuación se simplifica para el caso en que la frecuencia de la onda electromagnética incidente sea mucho mayor que la frecuencia ciclotrónica y la frecuencia del plasma. En el primer caso, es decir para  $\omega \gg \Omega$ , el término adimensional B en la

---

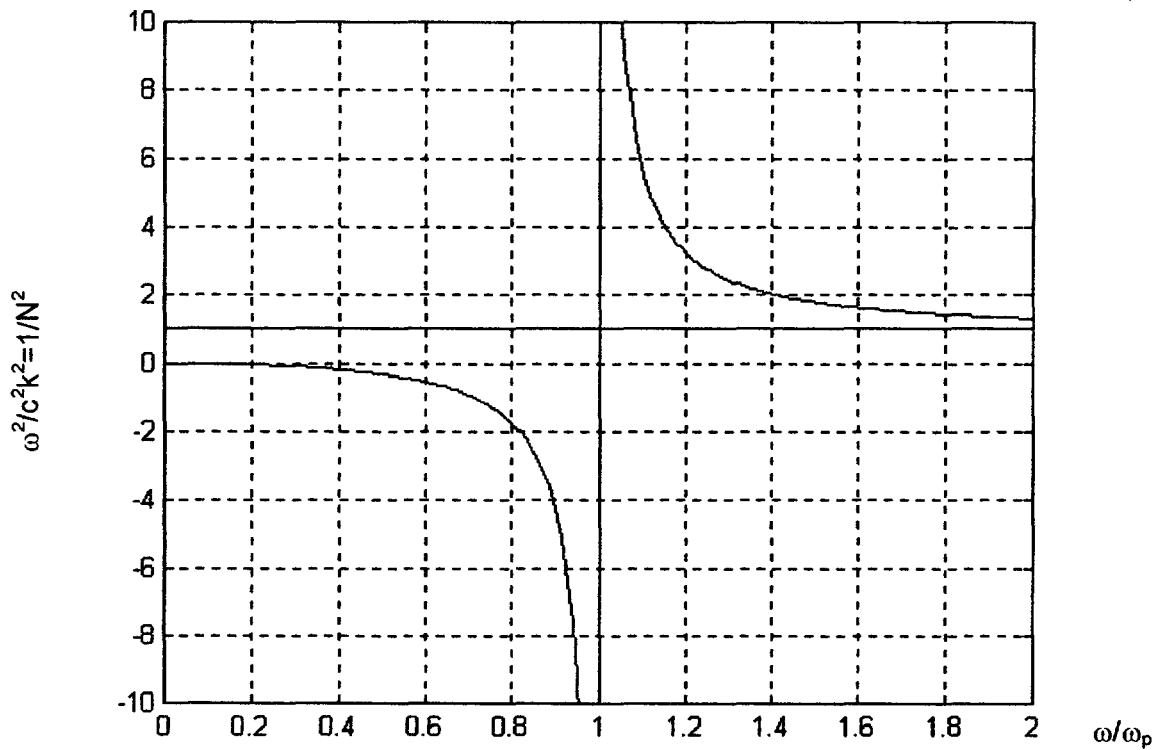
<sup>#</sup> Aunque tanto el parámetro  $\omega_p$  como  $\Omega$  tienen dimensiones de pulsación (rad/s) la primera representa la frecuencia o pulsación del plasma ( $\omega_p$ ) y la segunda la frecuencia o pulsación ciclotrónica ( $\Omega$ ).

ecuación II.1 es despreciable, por lo que el índice de refracción  $N$  que soporta una onda electromagnética que se propaga por un plasma de densidad electrónica  $n_e$  viene dado por una expresión mucho más simple [2.1]:

$$N^2 = 1 - A = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \tag{II.4}$$

Como podemos apreciar a partir de esta expresión II.4, la medida del índice de refracción  $N$  para una onda incidente de frecuencia  $f=\omega/2\pi$  nos permite extraer el valor de  $\omega_p$  y mediante la Ecuación II.3 calcular la densidad electrónica  $n_e$ .

En la *Figura II.3* se muestra el diagrama de dispersión para una onda electromagnética atravesando un plasma a partir de la Ecuación II.4. En dicho diagrama se muestra el cociente adimensional entre la velocidad de fase de la onda incidente en el plasma ( $c/N$ ) y la velocidad de la luz en el vacío ( $c$ ) frente a la pulsación de la onda incidente  $\omega$  sobre la frecuencia de plasma  $\omega_p$ . Como se puede observar en dicha *Figura II.3* el índice de refracción dado por la Ecuación II.4 se hace imaginario para ondas electromagnéticas incidentes sobre el plasma con frecuencias inferiores a la frecuencia del plasma  $\omega_p$ , pues para esos valores  $N^2$  toma un valor negativo. Esto significa que una onda de dicha frecuencia no puede propagarse por el plasma pues la solución asociada es evanescente y toda la potencia es absorbida por el medio. En la práctica esto implica que la onda incidente en el plasma no llega a propagarse y es reflejada por el mismo.



**Figura II.3** Diagrama de dispersión  $\omega^2/c^2k^2=1/N^2$  para el rayo ordinario.

Esta última conclusión es muy importante pues, como hemos comentado anteriormente, la frecuencia del plasma  $\omega_p$  depende de la densidad electrónica (Ecuación II.3). Es decir, a cada valor de densidad electrónica  $n_e$  le corresponde una frecuencia de corte  $\omega_p$  por debajo de la cual ninguna onda electromagnética puede propagarse por el plasma.

De la misma manera también podemos asociar a cada frecuencia incidente  $f=\omega/2\pi$  una densidad electrónica para la cual el índice de refracción se hace cero ( $\omega = \omega_p$  en la expresión II.4). Es decir, a cada frecuencia  $f = \omega/2\pi$  le podemos asignar lo que es conocido como densidad de corte [2.1] (cut-off) y que viene dada por (Ecuación II.3):

$$n_c = \frac{\omega^2 m_e \epsilon_0}{e^2} \quad [m^{-3}] \quad \text{II.5}$$

Si la densidad del plasma ( $n_e$ ) es mayor que la densidad de corte correspondiente a la frecuencia de la onda incidente en el mismo ( $n_c$ ) la onda no atravesará el plasma y será reflejada. En este sentido suele ser conveniente expresar el índice de refracción que presenta un plasma de densidad electrónica  $n_e$  a una frecuencia dada  $\omega$  en función de la densidad de corte  $n_c$  que queda como sigue:

$$N = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_c}{n_e}} \quad \text{II.6}$$

Como queda claro nunca se podrá propagar una onda electromagnética de frecuencia  $f=\omega/2\pi$  por un plasma de densidad mayor a su densidad de corte al hacerse el índice de refracción imaginario.

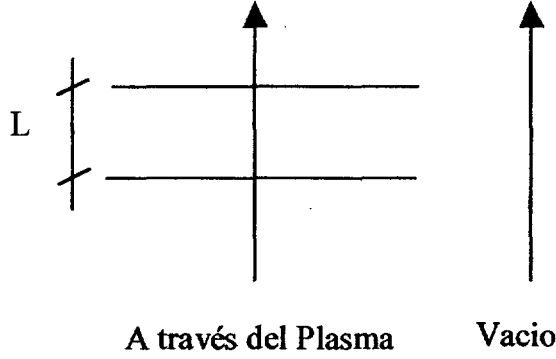
Como se ha indicado anteriormente, el caso bajo estudio es aquel en que la pulsación  $\omega$  que se elige para el diagnóstico interferométrico es mucho mayor que la frecuencia de plasma. En la expresión del índice de refracción  $N$  de la Ecuación II.6 los dos primeros términos del desarrollo de Taylor nos dan la expresión:

$$N \approx 1 - \frac{n_c}{2n_e} \quad \text{II.7}$$

Esta expresión (Ecuación II.7) es la que vamos a utilizar a partir de ahora para el índice de refracción del plasma.

### II.2.1.2 Desfase de una onda electromagnética en un plasma de fusión.

A partir de este resultado, vamos a planteamos el caso que se muestra en la *Figura II.4*. En esta figura una onda electromagnética de pulsación  $\omega$  ( $\omega \gg \omega_p$ ) atraviesa una capa de plasma de longitud  $L$  (ver *Figura II.4*) y densidad electrónica uniforme  $n_e$ .



**Figura II.4** Onda electromagnética atravesando una capa de plasma de tamaño  $L$  frente a propagación en el vacío.

En esta situación el desfase que sufrirá la onda electromagnética que atraviesa el plasma con respecto a la misma propagándose en el vacío es de :

$$\Delta\phi = k \Delta(NL) = \frac{2\pi}{\lambda} (NL - L) = \frac{2\pi}{\lambda} L \Delta N = \frac{2\pi}{\lambda} L \frac{n_e}{2n_c} = \frac{e^2}{4\pi m_e c^2 \epsilon_0} \lambda L n_e \quad [\text{rad}] \quad \text{II.8}$$

que se suele expresar en función del radio clásico del electrón dado por:

$$r_e = \frac{e^2}{4\pi c^2 \epsilon_0 m_e} = 2.818 \times 10^{-15} \quad [\text{m}] \quad \text{II.9}$$

quedando:

$$\Delta\phi = r_e \lambda L n_e \quad [\text{rad}] \quad \text{II.10}$$

Este desfase  $\Delta\phi$  es el que tendremos que medir interferométricamente para obtener la densidad electrónica del plasma.

Una última consideración. Para la realización de este análisis hemos considerado un plasma uniforme de dimensión  $L$ . No obstante, en los plasmas reales presentes en las máquinas de fusión la densidad no es uniforme y por lo tanto el valor local de la densidad electrónica varía y de la misma forma el valor del desfase  $\Delta\phi$  que sufre la onda electromagnética que lo atraviesa. Sin embargo, esto no complica mucho el correspondiente análisis si las distancias involucradas en esta variación de densidad electrónica son mucho mayores que la longitud de onda de la radiación incidente. En ese caso el medio se

considera *localmente uniforme* [2.1] y el desfase viene determinado por la integral de línea de la densidad electrónica según [2.3]:

$$\Delta\phi = r_e \lambda \int n_e dl \quad [\text{rad}] \quad \text{II.11}$$

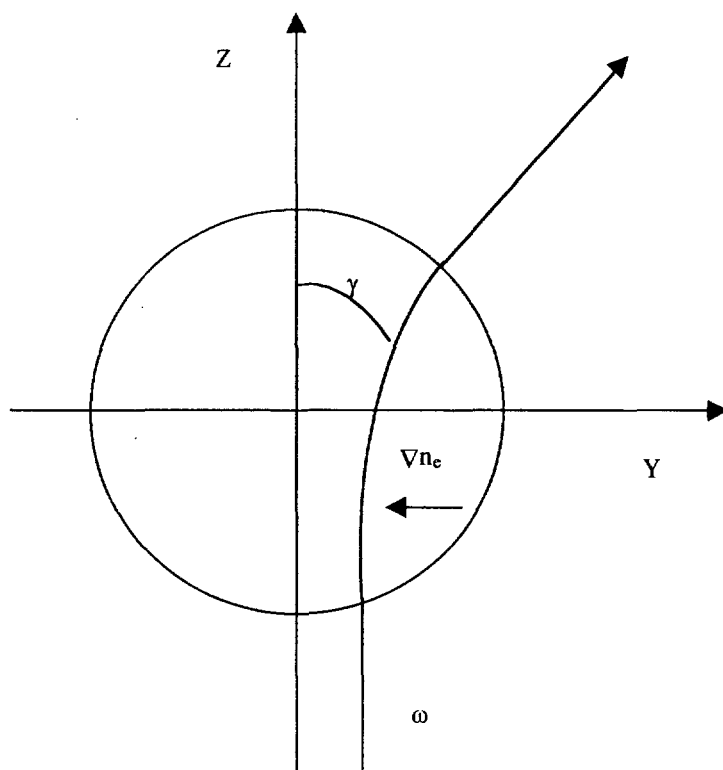
Éste es el resultado fundamental en el que se basa el diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas. La medida del desfase producido por el plasma en una onda electromagnética mediante técnicas interferométricas es proporcional a la integral de línea de la densidad electrónica a lo largo de la dirección de propagación (*Figura II.4*).

### II.2.1.3 . Refracción y ángulo de deflexión en un plasma de fusión.

Continuando con los fenómenos asociados a la propagación de una onda electromagnética en un plasma vamos a retomar el aspecto con el que finalizamos el apartado anterior referido a la no uniformidad de la densidad electrónica dentro de un plasma. Esas variaciones no se dan solamente en la dirección de propagación sino que también puede aparecer un gradiente de densidad perpendicular a dicha dirección. En este caso aparece un nuevo fenómeno relacionado con la propagación de ondas electromagnéticas en plasmas consistente en que el rayo ya no se propaga de manera rectilínea sino que sufre una *refracción* (*Figura II.5*). Como se verá este fenómeno es de primera magnitud por lo que respecta a la influencia que tiene en el diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas.

Como vemos en la *Figura II.5*, un rayo que incide en un plasma en el que está presente un gradiente de densidad  $\nabla n_e$  en sentido perpendicular al de propagación (en este caso según el eje Y) sufre una desviación que viene dada por el ángulo  $\gamma$ . En la referencia [2.1] se demuestra que el ángulo  $\gamma$  que se desvía una onda electromagnética al atravesar un plasma según la dirección de propagación Z a lo largo de una cuerda L está directamente relacionado con la variación de la integral de línea del índice de refracción N según el eje Y [2.1]:

$$\gamma = \frac{d}{dy} \left\{ \int_0^L N dl \right\} \quad [\text{rad}] \quad \text{II.12}$$



**Figura II.5** Refracción de una onda electromagnética atravesando un plasma.

Según la *Figura II.5* el plasma presenta un gradiente en el índice de refracción  $N$  a lo largo del eje  $Y$  (perpendicular al sentido de propagación  $Z$ ) proporcional al gradiente de densidad electrónica  $\nabla n_e$  según la expresión II.7. Operando la Ecuación II.12 según la expresión del índice de refracción  $N=1-n_e/2n_c$  (expresión II.7) obtenemos la siguiente expresión [2.4]:

$$\gamma = \frac{\lambda^2 e^2}{8\pi^2 c^2 m_e \epsilon_0} \int_0^L \nabla n_e dl = \frac{r_e}{2\pi} \lambda^2 \int_0^L \nabla n_e dl \quad [\text{rad}] \quad \text{II.13}$$

En la *Figura II.6* se muestra, como ejemplo, la evolución del ángulo de refracción que sufre una onda electromagnética al entrar en un plasma cilíndrico con un perfil de densidad parabólico<sup>#</sup> en función de la posición de entrada de la radiación incidente (coordenada  $Y$ , ver *Figura II.5*). Este caso corresponde a la longitud de onda de un láser de HCN ( $\lambda=337 \mu\text{m}$ ) y una densidad máxima de valor  $n_{e0}=5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ .

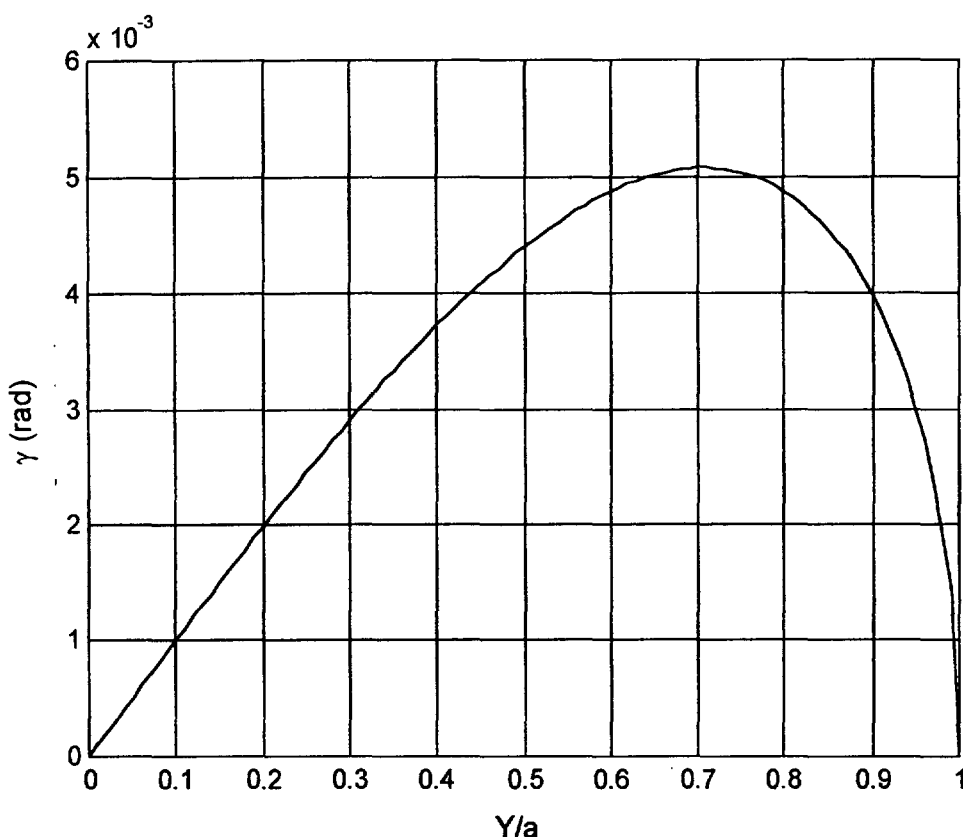
---

<sup>#</sup> Un plasma con perfil parabólico es aquel cuya densidad electrónica viene dada por la expresión:

$$n_e(r)=n_{e0}[1-(r/a)^2]$$

donde  $r$  es la distancia al eje del plasma y  $a$  el radio del mismo.





**Figura II.6** Refracción en un plasma cilíndrico. Los datos son para un perfil de densidad parabólico con un valor central  $n_{e0} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  y un láser de HCN ( $\lambda=337 \text{ } \mu\text{m}$ ).

Hemos utilizado un plasma con un perfil de densidad parabólico ya que representa una aproximación muy cercana al perfil de densidad real dentro de un Tokamak o Stellarator. En este caso el ángulo de deflexión varía en función de la relación  $Y/a$  (a radio del plasma) y toma un valor máximo para  $Y=0.7a$  de valor[2.5]:

$$\gamma_{\max} = \frac{n_{e0}}{n_c} = \left( \frac{r_e}{\pi} \right) \lambda^2 n_{e0} \quad [\text{rad}] \quad \text{II.14}$$

Este efecto puede suponer un problema importante según la longitud de onda utilizada. En consecuencia, se define un límite máximo de ángulo de refracción permisible para poder realizar la medida interferométrica [2.6]. Una desviación de algunos milirradiantes del haz que atraviesa el plasma puede producir que en detección no se produzcan interferencias entre el haz que atraviesa el plasma (haz de medida) y el haz que no lo atraviesa (haz de referencia). Para el estudio de plasmas reales (i.e. medida de la densidad electrónica) este fenómeno suele imponer una condición de longitud de onda a utilizar más restrictiva que la que implica la Ecuación II.7, es decir  $\omega \gg \omega_p$ .

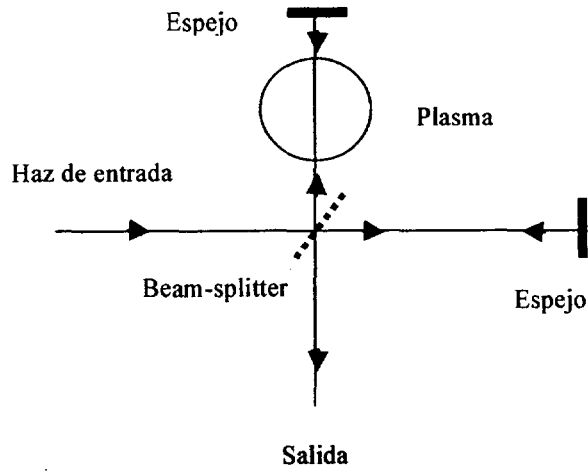
### II.2.2. Interferometría láser para la medida de densidades electrónicas en plasmas.

En el apartado anterior se ha evaluado el desfase que sufre una onda de frecuencia  $f=\omega/2\pi$  al atravesar un plasma de longitud  $L$  frente a la propagación de la misma por el vacío (Ecuación II.11). Este resultado nos indica un método para la medida de la densidad electrónica de plasmas: medir dicho desfase mediante técnicas interferométricas.

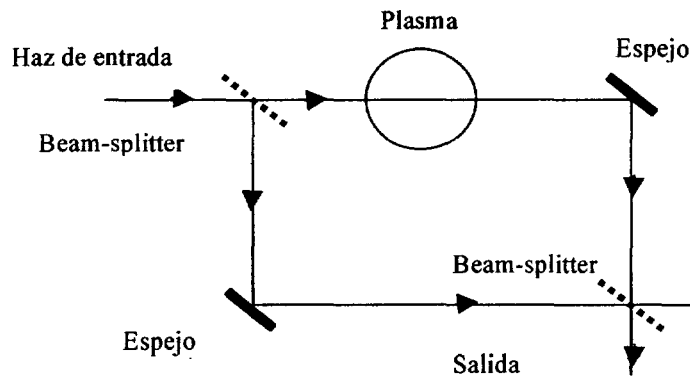
#### *II.2.2.1 Medida de densidad electrónica mediante Interferometría láser.*

Ya hemos visto como la densidad electrónica  $n_e$  de un plasma, o más concretamente la integral de línea de la misma, puede determinarse a partir de la medida del índice de refracción del plasma a una determinada frecuencia. La técnica interferométrica para la medida de dicho desfase es de aplicación general en todo el rango de frecuencias mencionado, pero vamos a centrar nuestro estudio en la interferometría láser aplicada a la medida de densidades electrónicas. En este sentido se debe indicar que la aplicación de interferometría láser a medida de densidades electrónicas es una de las primeras aplicaciones que encontraron los láseres en los años 60 por las ventajas que tenían sobre otros métodos de medidas de densidades electrónicas [2.7].

En la práctica hay varias configuraciones de interferómetros posibles para el estudio de la densidad electrónica en plasmas de fusión, si bien los esquemas más utilizados son el de Michelson [2.8], mostrado en la *Figura II.7* y el de Mach-Zehnder [2.9], mostrado en la *Figura II.8*. En ambas figuras se ha colocado la posición del plasma en el interferómetro para la medida de densidad. Aunque ambos esquemas son muy parecidos es importante hacer notar que, mientras en el esquema de Mach-Zehnder la radiación procedente del láser atraviesa sólo una vez el plasma, en el esquema de Michelson el haz láser atraviesa el plasma dos veces. Otra posibilidad que se ha propuesto es usar un esquema de Fabry-Perot [2.10], no obstante la señal de salida de estos interferómetros ha hecho que su utilización sea muy reducida teniendo en cuenta su complicado procesamiento de señal.



**Figura II.7** Esquema Interferométrico de Michelson.



**Figura II.8** Esquema Interferométrico de Mach-Zehnder.

A pesar de la pequeña diferencia comentada, tanto el esquema de Michelson como el de Mach-Zehnder son interferómetros de dos brazos (frente al esquema de Fabry-Perot que es de múltiples pasos) por lo que el estudio es común. En ambos casos se puede demostrar que la fotocorriente generada en un detector situado a la salida del interferómetro viene dada por [2.11]:

$$I = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(\Delta\phi)) \quad [\text{mA}] \quad \text{II.15}$$

donde  $\Delta\phi$  es el desfase producido por la densidad electrónica del plasma según la Ecuación II.11 e  $I_0$  la amplitud pico a pico de la señal interferométrica en el detector. Evidentemente, solo hemos de invertir la función coseno en la Ecuación II.15 para, a partir de la Ecuación II.11, recuperar la información de la integral de línea de la densidad electrónica. Distintas implementaciones de este método han sido empleadas en plasmas de descargas, pero la aplicación directa de este método presenta varios inconvenientes cuando se utiliza para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión por lo que es necesaria alguna

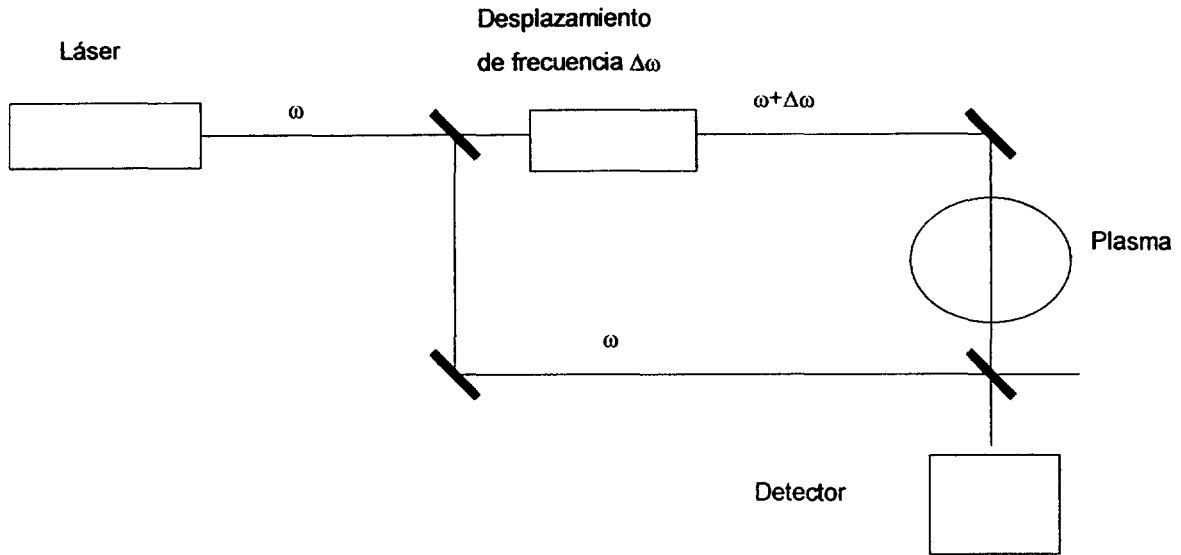
modificación sobre las técnicas interferométricas clásicas [2.12]. Los problemas que aparecen son principalmente tres [2.13]:

1. Nulos en la sensibilidad. Como se ha indicado más arriba la señal interferométrica varía con el coseno de la diferencia de fase entre ambos brazos. En este caso la sensibilidad diferencial ( $dI/d\Delta\phi$ ) se hace cero en los extremos de la función coseno dando lugar a incertidumbre en las medidas.
2. Interpretación ambigua del sentido del desfase. Cuando la señal interferométrica pasa a través de un máximo, el signo de la derivada (sentido del desplazamiento) no se puede determinar si no existe información adicional.
3. Dificultad de calibración. Para poder calcular la información de la fase a partir de la Ecuación II.15 hemos de conocer perfectamente el valor de  $I_0$ . Si durante la descarga la señal luminosa se atenúa o varía su visibilidad por alguna razón no podemos resolver convenientemente el desfase.

Estos problemas han llevado al planteamiento de diferentes técnicas interferométricas para su aplicación en medida de densidades de plasmas de fusión. Entre las soluciones propuestas para resolver estos inconvenientes se pueden citar la modulación del brazo de medida [2.14], el uso de interferómetros en cuadratura [2.13] o la interferometría heterodina [2.9]. Es ésta última técnica la que mejor se adapta a la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión en Tokamaks y Stellarators, la más extendida y la que vamos a estudiar en profundidad.

#### *II.2.2.2 . Interferometría láser heterodina aplicada a medida de densidades electrónicas.*

El principio de funcionamiento de un interferómetro heterodino se muestra en la *Figura II.9*. Podemos observar en esta figura como un interferómetro heterodino es un interferómetro de dos brazos tradicional (en este caso en configuración Mach-Zehnder) en el que la frecuencia óptica de uno de los brazos (en este caso el de medida) ha sido desplazada un valor  $\Delta\omega$ . El método seguido para conseguir ese desplazamiento en frecuencia dependerá del tipo de láser (longitud de onda) y del valor de desplazamiento en frecuencia que queramos obtener. Una descripción de los métodos más habituales para conseguirlo se verá posteriormente.



**Figura II.9** Esquema de funcionamiento de un interferómetro láser heterodino.

En esta *Figura II.9* la señal a la salida del detector tiene la expresión:

$$I \approx \langle E^2 \rangle \approx \langle [a \cos(\omega t) + b \cos\{(\omega + \Delta\omega)t + \Delta\phi\}]^2 \rangle \quad \text{II.16}$$

Donde  $a$  y  $b$  son las amplitudes de los dos haces interferentes,  $\omega$  es la pulsación de la radiación,  $\Delta\omega$  es el desplazamiento en la pulsación del haz de medida,  $\Delta\phi$  es el desfase producido por el plasma y el signo  $\langle \rangle$  indica el promedio temporal sobre un periodo de la radiación incidente en el interferómetro. A la salida del detector tendremos por tanto:

$$I = I_0 \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi) \quad [\text{mA}] \quad \text{II.17}$$

Como podemos observar en este caso (Ecuación II.17) la información debida al desfase introducido en el brazo de medida por la densidad electrónica del plasma aparece modulado en fase sobre una señal portadora de valor  $\Delta\omega$  igual al desplazamiento en la pulsación del brazo de medida. En este caso bastará con comparar en fase la señal de salida del interferómetro con una muestra de la señal de modulación que produce el desplazamiento en frecuencia,  $\cos(\Delta\omega t)$ , para recuperar el desfase  $\Delta\phi$  y por lo tanto la información de la densidad (Ecuación II.11).

Vemos como, en este caso, hemos solucionado los tres problemas que identificamos anteriormente a la hora de aplicar la interferometría láser clásica a la medida de densidades electrónicas en plasmas.

1. Al estar la información del desfase sobre una portadora, utilizando un detector de fase lineal evitamos el tener cambios en la sensibilidad en función del desfase de una función de transferencia cosenoidal.

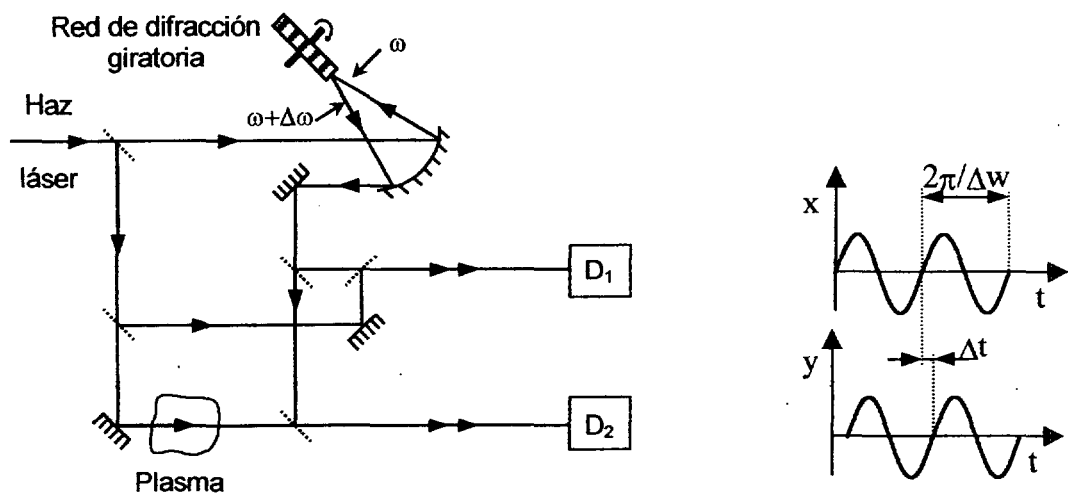
2. Al estar la información de fase desplazada en frecuencia podemos resolver el signo de la derivada  $d\Delta\phi/dt$  cuando esta se haga cero.
3. No es necesario calibrar el valor de la amplitud de la señal de salida para poder recuperar la fase. Mientras el nivel de señal sea suficiente para que el detector de fase funcione dentro de su margen dinámico lineal, obtendremos información del desfase a la salida.

En conclusión, a cambio de utilizar un sistema interferométrico heterodino hemos conseguido evitar los principales problemas que tiene la técnica interferométrica clásica u homodina aplicada a la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión.

Los primeros sistemas interferométricos para medidas de densidades electrónicas en plasmas de fusión se han basado en emisores en el infrarrojo lejano (FIR,  $\lambda=400\text{ }\mu\text{m}$  a  $\lambda=100\text{ }\mu\text{m}$ ). La modulación en frecuencia se consigue modulando uno de los haces bien mediante redes de difracción giratorias [2.9] o bien usando dos láseres idénticos levemente desintonizados para conseguir una frecuencia intermedia [2.15]. Si bien en el segundo caso era posible conseguir frecuencias intermedias relativamente altas (superiores a 1 MHz), el primer método no permitía obtener frecuencias mucho mayores de decenas de KHz. Posteriormente se han propuesto otros esquemas para conseguir sistemas heterodinos basados en láseres de infrarrojo lejano [2.16], pero todos están limitados para trabajar con frecuencias intermedias no superiores a 1 MHz.

En la *Figura II.10* se muestra el esquema de un interferómetro heterodino basado en un láser en el infrarrojo lejano (HCN,  $\lambda= 337\text{ }\mu\text{m}$ ) modulado mediante una red de difracción giratoria. Se puede observar en esta figura como la señal de referencia para la detección de fase ha de obtenerse haciendo interferir una muestra de los dos haces del interferómetro.

Como se discutirá en el apartado siguiente, con el advenimiento de nuevas máquinas con densidades mayores se ha ido evolucionando poco a poco al uso de interferómetros con fuentes láseres en el infrarrojo próximo ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda=10.6\text{ }\mu\text{m}$  y He-Ne,  $\lambda= 3.39\text{ }\mu\text{m}$ ). En estos casos, el desplazamiento en frecuencia de uno de los haces se puede hacer de manera muy sencilla al existir para estas longitudes de onda moduladores acustoópticos. Con estos moduladores de estado sólido se pueden conseguir frecuencias de modulación de hasta 80 MHz [2.17], permitiendo el estudio de fluctuaciones muy rápidas en el plasma.

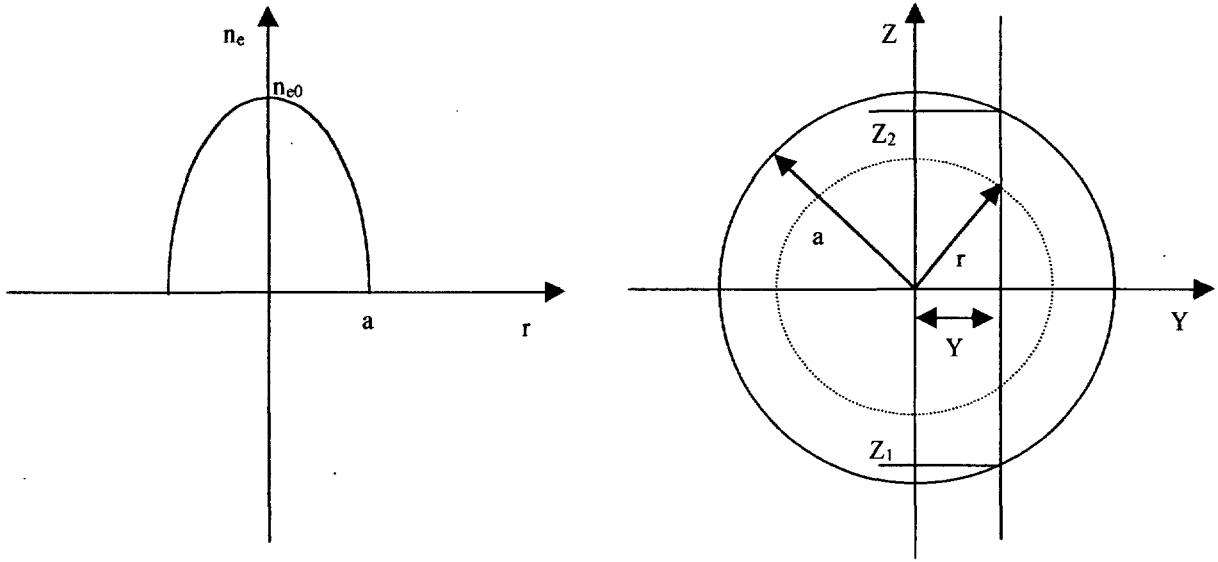


**Figura II.10.** Esquema de un interferómetro heterodino basado en un láser FIR y red de difracción giratoria [2.9].

Un aspecto importante del funcionamiento de estos sistemas interferométricos heterodinios para la medida de densidades electrónicas es lo particular de la electrónica de detección y demodulación utilizadas. Las frecuencias intermedias tan elevadas y lo amplio de los desfases a medir, imponen el diseño de sistemas de detección de fase específicos para este tipo de aplicaciones [2.18]. Así mismo, estos sistemas han de integrarse en los sistemas de adquisición de datos para los diagnósticos de las máquinas donde estén instalados.

### II.2.3. Recuperación del perfil espacial.

Uno de los mayores inconvenientes de la interferometría como técnica para la medida de la densidad electrónica en plasmas de fusión es que, como otros muchos métodos, no nos da directamente el valor de la magnitud de interés, si no la integral de línea según una dirección dada. En este apartado vamos a estudiar cómo se puede recuperar el perfil de densidad dentro del plasma a partir de los datos obtenidos interferométricamente. [2.1].



**Figura II.11** Sistemas de coordenadas para el cálculo del desfase a lo largo de una cuerda para un plasma con perfil parabólico.

Supongamos que tenemos un plasma cilíndrico con un perfil de densidad parabólico como se muestra en la *Figura II.11*. En este caso la expresión para el desfase medido debido a la densidad electrónica para una cuerda que pasa a una distancia  $Y$  del centro del plasma (*Figura II.11*) viene dada por la Ecuación II.11:

$$\Delta\phi = r_e \lambda \int_{Z_1}^{Z_2} n_e dl \quad [\text{rad}] \quad \text{II.18}$$

Si se realiza un cambio de variable a coordenadas cilíndricas la expresión anterior queda como sigue [2.19]

$$\Delta\phi(Y) = \left[ \frac{\pi}{\lambda n_e} \right] 2 \int_Y^a \left[ \frac{n_e(r)}{\sqrt{r^2 - Y^2}} \right] r dr \quad [\text{rad}] \quad \text{II.19}$$

Como podemos ver, esta Ecuación II.19 nos da una relación entre el perfil de la densidad electrónica ( $n_e(r)$ ) y la integral de línea  $\Delta\phi(Y)$  medida para cada coordenada  $Y$ . Esta relación entre  $\Delta\phi(Y)$  y  $n_e(r)$  es una ecuación en forma integral del tipo de Volterra que fueron estudiadas por primera vez por el matemático Abel en el siglo XIX. Estas dos funciones relacionadas a través de esta expresión, se suele decir que una es la transformada de Abel de la otra. En consecuencia, la transformada inversa, conocida como la inversión de Abel, nos permite expresar  $n(r)$  de la siguiente forma:

$$n_e(r) = - \left( \frac{\lambda n_e}{\pi^2} \right) \int_r^a \left[ \frac{d\Delta\phi(Y)}{dY} \right] \left[ \frac{dY}{\sqrt{Y^2 - r^2}} \right] \quad [\text{m}^{-3}] \quad \text{II.20}$$



El resultado de esta Ecuación II.20 nos indica que para poder recuperar el perfil de densidad  $n_e(r)$  dentro del plasma hemos de poder evaluar la derivada de  $\Delta\phi$  según la dirección perpendicular a la dirección de propagación. En este contexto aparecen los sistemas multicanal que miden el valor de  $\Delta\phi(Y)$  para varias ordenadas. A partir de estos valores se evalúa  $d\Delta\phi(Y)/dY$  y posteriormente mediante la inversión de Abel recuperamos el perfil espacial  $n_e(r)$ . Este último detalle es de gran importancia pues indica que para conseguir una buena inversión se han de tomar muchas cuerdas lo más cercanas posibles y así tener una buena estimación de  $d\Delta\phi/dY$ .

Hay que tener en cuenta, sin embargo, que en nuestro análisis hemos supuesto el caso de simetría radial del perfil de densidad. De no ser así necesitaríamos un gran número de cuerdas de medida que atravesaran el plasma según multitud de ángulos. Sin embargo lo restringido del acceso y la dificultad de implementación de los sistemas multicanal hacen que sólo sea disponible información de unas cuantas cuerdas y generalmente todas según la misma dirección [2.20].

### **II.3. Consideraciones de diseño.**

En los apartados anteriores se han presentado las ecuaciones que rigen la propagación de una onda electromagnética en un plasma y los fenómenos asociados para discutir posteriormente sobre las técnicas interferométricas de aplicación a la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. En este sentido la presentación ha sido general sin hacer ningún comentario sobre la implementación real de estos sistemas a lo que está dedicado este apartado. El presente epígrafe está dedicado a las decisiones fundamentales que hay que tomar a la hora de diseñar un sistema interferométrico para la medida de densidades electrónicas en una máquina para el estudio de plasmas de fusión. Estas decisiones están relacionadas, fundamentalmente, con la longitud de onda de los láseres utilizados para realizar la medida, quedando las demás supeditadas a esta elección.

#### **II.3.1. Elección de la longitud de onda de los láseres utilizados.**

En el apartado anterior se ha mostrado que las propiedades de propagación de una onda electromagnética a través de un plasma dependen en gran medida de la frecuencia de la onda incidente y la densidad electrónica del mismo. Desde el punto de vista de diseño la elección de la longitud de onda es uno de los parámetros fundamentales a la hora de instalar un sistema de interferometría láser para la medida de densidades electrónicas en un Tokamak o un Stellarator.

En ese sentido la primera restricción evidente a la hora de elegir la frecuencia de la radiación incidente es que el valor de ésta ha de ser mucho mayor que la frecuencia del plasma a medir y la frecuencia ciclotrónica debida al campo magnético presente para poder aplicar las ecuaciones II.7 y II.8 que nos dan una relación lineal entre el desfase obtenido y la densidad electrónica. Por ejemplo, para el caso de un Stellarator como el TJ-II [2.21] (instalado en el Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas, Madrid) operado en la fase de calentamiento por haces neutros ( $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $B_T = 1 \text{ T}$ ) la frecuencia de plasma  $f_p$  y la frecuencia ciclotrónica  $f_{ce}$  toman un valor:

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}} \approx 90 \text{ GHz} \quad \lambda \approx 3 \text{ mm} \quad \text{II.21}$$

$$f_{\infty} = \frac{1}{2\pi} \frac{q B_T}{m_e} \approx 28 \text{GHz} \quad \lambda \approx 1 \text{cm} \quad \text{II.22}$$

Evidentemente, y para el caso del Stellarator TJ-II, la frecuencia de la radiación a elegir para un sistema interferométrico de medida de densidad electrónica tendría que ser mucho mayor que estas dos frecuencias.

Sin embargo, y como se indicó en el apartado anterior, hay otro fenómeno asociado a la propagación de la radiación a través del plasma que es la refracción. Este fenómeno produce una desviación del haz debido al gradiente de densidad en la dirección perpendicular a la de propagación. Si quisiéramos mantener ese ángulo de desviación con un valor por debajo de los 10 mrad, el límite que se nos impone para la longitud de onda a utilizar, suponiendo de nuevo un plasma con perfil de densidad parabólico, lo podemos calcular a partir de la Ecuación II.14 y viene dado por [2.22]:

$$\lambda < \sqrt{\frac{0.01 \pi}{r_e n_{0e}}} \quad [\text{m}] \quad \text{II.23}$$

Hay que tener en cuenta que la dimensión de los brazos de medida asociados a estos experimentos puede ser del orden de unos 10 metros, por lo que una desviación de ese orden de magnitud (10 mrad) nos daría una desviación en detección de 10 cm. Si tomamos de nuevo como ejemplo el caso del TJ-II en su fase NBI (calentamiento por haces neutros) esta condición dada por la Ecuación II.23 implicaría el uso de una longitud de onda de valor  $\lambda < 333 \mu\text{m}$ . Este resultado nos marca un claro límite superior para la longitud de onda a utilizar mucho más restrictivo que el que viene marcado por la frecuencia de plasma (Ecuación II.21) y la frecuencia ciclotrónica de los electrones (Ecuación II.22) en una máquina como el TJ-II [2.23].

Sin embargo, el reducir la longitud de onda de medida lleva implícito un problema adicional. El desfase producido por la densidad electrónica del plasma, según la Ecuación II.11, es proporcional a la longitud de onda de medida por lo que los desfases inducidos disminuyen con la misma y hay que tener en cuenta los desfases adicionales que aparecen en la señal interferométrica debidos a las vibraciones mecánicas presentes en el sistema. Las máquinas dedicadas al estudio de plasmas de fusión son entornos bastante ruidosos desde el punto de vista mecánico y en consecuencia es de prever que en nuestro sistema interferométrico aparezcan vibraciones. Con láseres en el IR medio ( $\lambda = 1 \mu\text{m}$  y  $10 \mu\text{m}$ ) las vibraciones mecánicas que aparecen en las máquinas reales para el estudio de plasmas de fusión producen unos desfase elevados comparables a los inducidos por la densidad en

estas longitudes de onda. Si suponemos que estas vibraciones son de valor  $\Delta l$  [m] el desfase inducido por estas a la salida será:

$$\Delta\varphi_{\Delta l} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta l \propto \lambda^{-1} \quad \text{II.24}$$

mientras que el desfase producido por la densidad electrónica sigue siendo (Ecuación II.11)

$$\Delta\varphi_{n_e} = r_e \lambda \int_L n_e dl \propto \lambda \quad \text{II.25}$$

Este resultado de la Ecuación II.24 implica que a la hora de realizar la medida de la densidad electrónica se van a añadir desfases adicionales debido a las vibraciones mecánicas. El error relativo que se comente entonces al realizar la medida de densidad electrónica es de:

$$\eta = \frac{\Delta\varphi_{\Delta l}}{\Delta\varphi_{n_e}} \propto \lambda^{-2} \quad \text{II.26}$$

es decir, el error que se comete al medir la integral de línea de la densidad electrónica en un plasma debido a las vibraciones mecánicas presentes en el sistema escala como  $\lambda^{-2}$  y crece muy rápidamente al disminuir la longitud de onda. Como se ha comentado anteriormente el entorno de estas máquinas donde pretendemos hacer la medida es muy ruidoso desde el punto de vista mecánico por lo que este problema es de primera magnitud.

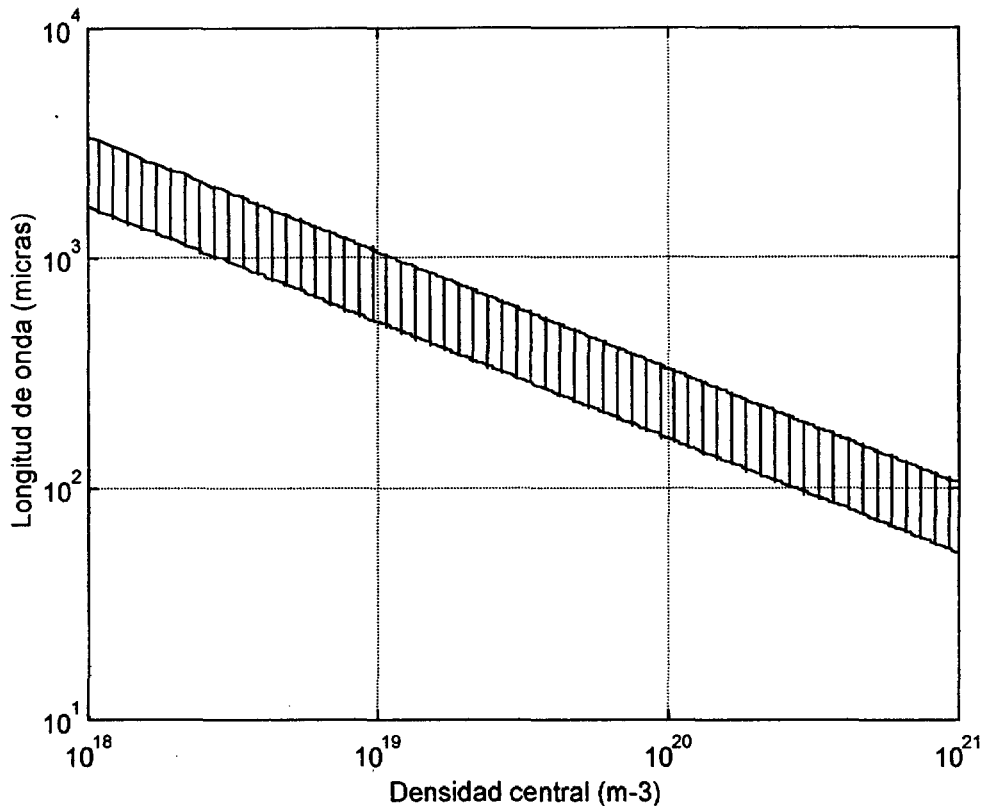
Si bien la refracción puede estimarse a priori en función del tamaño del plasma y su densidad, no ocurre lo mismo con las vibraciones mecánicas. Por esta razón se ha impuesto tradicionalmente el uso de complicadas estructuras antivibración que han permitido que en algunos casos las vibraciones mecánicas se redujeran por debajo de las 10 micras. De todas maneras si proponemos una resolución en la medida de la densidad electrónica de 1/100 de  $\lambda$  (es decir  $\eta < 1\%$ ), Veron [2.3] ha demostrado que el límite inferior impuesto por las vibraciones mecánicas para la longitud de onda a utilizar viene dado en Tokamaks por:

$$\lambda > \sqrt{\frac{150 \pi \Delta l}{r_e a n_{e0}}} \quad [\text{m}] \quad \text{II.27}$$

donde  $\Delta l$  incluye todas las variaciones en el camino óptico debido a las vibraciones mecánicas, siendo  $a$  [m] el radio del plasma.

En consecuencia, queda claro que la longitud de onda a elegir para el sistema interferométrico ha de cumplir las dos desigualdades dadas por la Ecuación II.23 y la Ecuación II.27. En la *Figura II.12* se muestra la zona de longitudes de onda susceptibles de

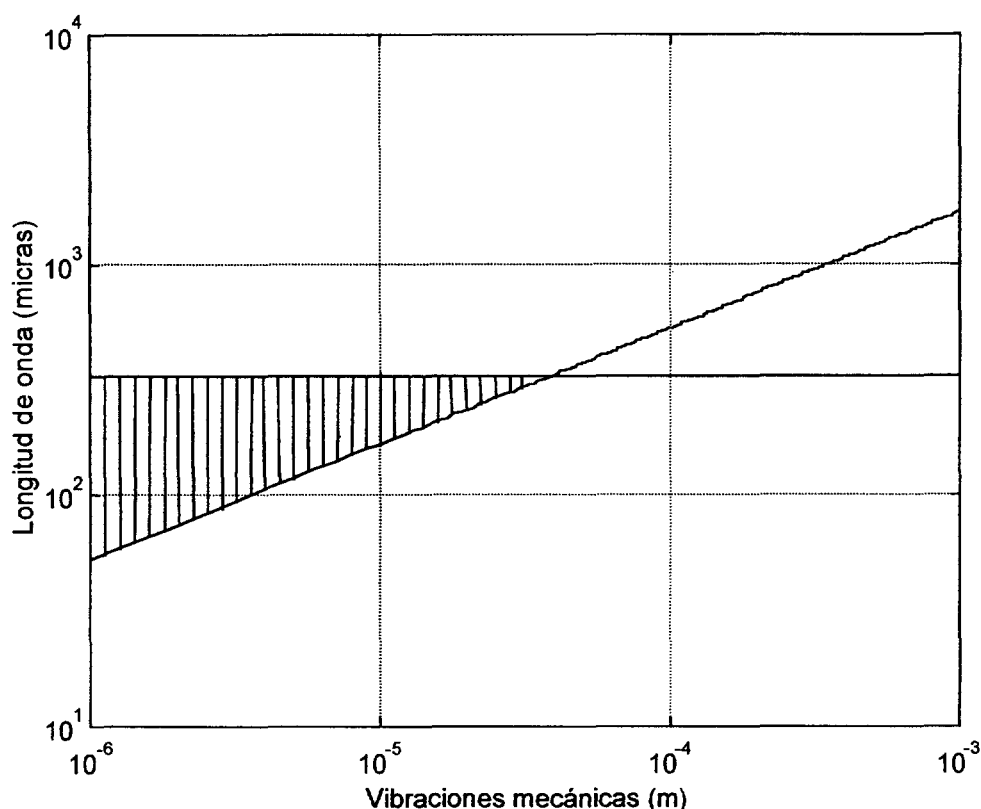
ser aplicadas para el diagnóstico interferométrico en función de la densidad central del plasma y para unas vibraciones presentes en el sistema de  $\Delta l = 10\mu\text{m}$ .



**Figura II.12 Elección de la longitud de onda de trabajo para  $\Delta l = 10 \mu\text{m}$**

Como se puede observar en esta *Figura II.12* hay un estrecho margen de longitudes de onda para cada una de las densidades centrales de plasma. En este sentido el diagnóstico interferométrico podría aparecer como un sistema muy limitado en el rango de densidades electrónicas que puede medir correctamente.

Sin embargo hay que llamar la atención sobre otro aspecto. Hemos supuesto unas vibraciones mecánicas del orden de  $10 \mu\text{m}$ . Esto es una restricción muy fuerte teniendo en cuenta de las dimensiones de los brazos de medida en estas máquinas pueden superar los 10 metros y que el entorno es muy ruidoso. Como se ha indicado anteriormente, por esta razón se han venido usando masivas estructuras para contener los diagnósticos interferométricos que, si bien reducen las vibraciones, no las eliminan del todo. En este sentido la *Figura II.13* nos puede ayudar a darnos cuenta de la verdadera magnitud del problema. En esta *Figura II.13* se muestra para una densidad central de  $10^{20} \text{ m}^{-3}$  la zona de longitudes de onda susceptibles de ser utilizadas en el diagnóstico interferométrico teniendo en cuenta el límite impuesto por la refracción ( $\lambda < 333 \mu\text{m}$ ) y la resolución en la medida ( $\eta < 1\%$ ).



**Figura II.13** Evolución de la longitud de onda de medida adecuada en función de las vibraciones mecánicas presentes en el sistema para una densidad electrónica central de  $10^{20} \text{ m}^{-3}$ .

Como se puede observar en esta *Figura II.13*, en un sistema interferométrico con una única longitud de onda hemos de asegurar que las vibraciones mecánicas no superan nunca las 40 micras pues en caso contrario no hay longitud de onda que nos garantice una resolución  $\eta = 1\%$  en la medida de la densidad electrónica. Esto nos indica que para plasmas de altas densidades el margen de elección de la longitud de onda de trabajo no es muy alto, llevándonos a restricciones para las vibraciones mecánicas imposibles de cumplir. Para la resolución de este problema y la obtención de sistemas fiables la solución tradicional ha sido el uso de dos longitudes de onda [2.12] para la medida de densidades electrónicas.

#### II.3.1.1 . Sistemas con dos longitudes de onda.

En el apartado anterior relativo a la elección de la longitud de onda adecuada para el diagnóstico interferométrico de la densidad electrónica en un Tokamak o Stellarator dado, se llegó a la conclusión de que para máquinas de alta densidad el rango de longitudes de onda posible es muy pequeño y viene claramente condicionado por el nivel de vibraciones mecánicas presentes en el sistema. Estas consideraciones, en algunas máquinas de muy alta densidad podría llevar a diseños, desde el punto de vista de la estabilidad mecánica del sistema óptico, irrealizables.

Por esta razón a mediados de los 70 se empezó a plantear el uso de sistemas interferométricos con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión [2.24]. Una de ellas será la encargada de medir el desfase debido a la densidad electrónica mientras que la otra será la encargada de medir las vibraciones mecánicas presentes en el sistema para una posterior substracción.

Supongamos que en lugar de atravesar el plasma con un único haz, hacemos pasar de manera colineal dos longitudes de onda  $\lambda_1$  y  $\lambda_2$  a través del mismo. En este caso, el desfase total medido para ambas longitudes de onda es [2.3]:

$$\begin{aligned}\phi_1 &= \Delta\phi_1 + \frac{2\pi\Delta l}{\lambda_1} \quad [\text{rad}] \\ \phi_2 &= \Delta\phi_2 + \frac{2\pi\Delta l}{\lambda_2} \quad [\text{rad}]\end{aligned}\tag{II.28}$$

donde  $\Delta\phi_1$  y  $\Delta\phi_2$  son los desfases debidos al plasma para ambas longitudes de onda y  $\Delta l$  son los desplazamientos presentes en el sistema. Si restamos ambas ecuaciones se obtiene:

$$\phi_1 \lambda_1 - \phi_2 \lambda_2 = \Delta\phi_1 \lambda_1 - \Delta\phi_2 \lambda_2\tag{II.29}$$

usando la Ecuación II.11, suponiendo la misma L y despejando:

$$\int n_e dl = \frac{\phi_1 \lambda_1 - \phi_2 \lambda_2}{r_e (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)} \quad [\text{m}^{-2}]\tag{II.30}$$

Como se puede observar a partir de esta Ecuación II.30 podemos recuperar la información de la densidad electrónica a partir de los desfases totales medidos y dados por la Ecuación II.28, aún en presencia de vibraciones mecánicas cuya influencia ha quedado eliminada al usar un sistema a dos colores.

Un caso de interés (y que suele ser general) es aquel para el que se cumpla que  $\lambda_1^2 \gg \lambda_2^2$ . En esta situación la ecuación anterior se simplifica a:

$$\int n_e dl \approx \frac{\phi_1 \lambda_1 - \phi_2 \lambda_2}{r_e \lambda_1^2} \quad [\text{m}^{-2}]\tag{II.31}$$

es decir podemos despreciar el desfase debido al plasma para la segunda longitud de onda de manera que  $\phi_2$  se puede considerar directamente la medida de  $\Delta l$ .

Obviamente una solución de este estilo presenta varios problemas como son por ejemplo el incremento de complejidad del sistema al necesitar ahora de dos fuentes y dos detectores diferentes y el hecho de que las ópticas y diversos componentes del

interferómetro han de valer para ambas longitudes de onda. No obstante el límite inferior de utilización de longitudes de onda debido a las vibraciones mecánicas desaparece al poder ser sustraídas con la segunda longitud de onda.

Además, para este último caso en que  $\phi_2$  nos da directamente una medida de las vibraciones mecánicas se podría pensar en la utilización de un sistema de realimentación para compensar la diferencia de caminos actuando, por ejemplo, sobre el brazo de referencia para cancelar las vibraciones mecánicas y leer directamente el desfase  $\phi_1$  debido al plasma [2.25].

### II.3.2. Consideraciones adicionales.

Aunque el parámetro fundamental de diseño de los sistemas de interferometría láser para la medida de densidades electrónicas en una determinada máquina es la elección de la longitud de onda y, en ese contexto, la conveniencia de usar sistemas con una o dos longitudes de onda, vamos a comentar bajo este epígrafe otras consideraciones de importancia a la hora de diseñar el sistema interferométrico como son la resolución temporal y las restricciones que impone el entorno de la máquina en el sistema óptico.

#### *II.3.2.1 . Resolución temporal*

Una de las principales ventajas del diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión es su capacidad de dar información de la evolución temporal de la misma en tiempo real. En este sentido nos interesaría ser capaces de seguir todos los fenómenos, por muy rápidos que sean, involucrados en la evolución de dicha densidad [2.17]. Ejemplos de estos fenómenos presentes en plasmas de fusión son los súbitos incrementos en la densidad debido a la introducción de pellets (perdigones de combustible sólido lanzados contra el plasma) o inestabilidades de tipo saw-tooth que pueden llegar a tener tiempos característicos del orden de decenas de microsegundos [2.17].

En los sistemas interferométricos de medida de densidad electrónica de tipo homodino (es decir, interferometría clásica), esta posible restricción se soluciona muestreando la señal interferencial con un periodo menor al del evento más rápido que ocurre en el plasma. Sin embargo en los sistemas heterodinicos esto nos fija una restricción para el valor mínimo de la frecuencia intermedia a utilizar que ha de ser bastante mayor que las frecuencias asociadas a los fenómenos presentes en el plasma. Los sistemas basados en láseres en el infrarrojo lejano, debido a los particulares métodos de modulación, tienen



restringidas las frecuencias intermedias al entorno de 1 MHz [1.23]. La posibilidad de modulación acustoóptica en los sistemas láser de infrarrojo próximo y visible permiten obtener frecuencias intermedias de hasta 80 MHz, muy por encima de las frecuencias asociadas a los fenómenos presentes en los plasmas de fusión. En este sentido la posibilidad de tener acceso a esas frecuencias intermedias tan altas y la facilidad de modulación (uso de moduladores acustoópticos) son dos ventajas muy importantes de los sistemas basados en fuentes en el infrarrojo próximo (longitud de onda entre 1 y 10  $\mu\text{m}$ ).

#### *II.3.2.2 . El sistema interferométrico en el entorno de la máquina.*

Como se ha comentado anteriormente, el entorno del sistema interferométrico es una parte fundamental a tener en cuenta en el diseño debido a las vibraciones mecánicas que induce en el sistema y que hay que corregir de alguna manera bien usando sistemas con dos longitudes de onda o bien con fuentes en el infrarrojo lejano acompañado de masivas estructuras mecánicas antivibración. Sin embargo esta no es la única limitación que impone el entorno sobre el diseño del sistema interferométrico.

Una de las restricciones más severa que impone el entorno de la máquina es el acceso al interior de la misma para la realización de la medida. Esto es así, no solo por la complicación del sistema óptico a diseñar (ventanas pequeñas o difícilmente accesibles, ventanas compartidas con otros diagnósticos) si no por la tecnología que hay que usar en las ventanas en si y el imposible acceso al interior de la vasija para el alineamiento. Esto impone restricciones al tamaño del haz a utilizar y a la posición de las cuerdas de medida dependiendo del tamaño del plasma a medir.

El otro problema importante tiene que ver con los componentes ópticos no instalados en la correspondiente mesa óptica. Debido al tamaño de los sistemas y su especial ubicación, a veces es imprescindible utilizar componentes ópticos sujetos a la propia vasija o a la estructura de la máquina. Esto no sólo hace más evidente la importancia de una buena eliminación de las vibraciones mecánicas, si no que complica la estabilidad del alineamiento.

En conclusión, el entorno de la máquina de fusión es fundamental a la hora del diseño final del interferómetro y ha de entrar también en las consideraciones previas a la hora de plantearse el tipo de sistema a instalar.

**II.4. Sistemas interferométricos para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión actuales.**

En los apartados anteriores de este Capítulo II se ha hecho una revisión de la técnica interferométrica aplicada a la medida de densidades electrónicas en máquinas de fusión así como de las consideraciones de diseño que aplican a estos sistemas sobre todo en lo referente a la elección de la longitud de onda de medida. Pasamos en este epígrafe a presentar de manera breve las características de los diagnósticos interferométricos instalados en algunas de las máquinas de fusión más relevantes con el objeto de tomar perspectiva de la situación actual de este diagnóstico en Tokamaks y Stellarators. Con este objetivo, en la Tabla II.1 se muestran las características más relevantes de los sistemas interferométricos para realizar la medida de densidades electrónicas en algunas de estas máquinas junto con los parámetros de diseño fundamentales de las mismas.

Máquina	Radio mayor (m)	Radio menor (m)	Campo Toroidal (Tesla)	Densidad máxima $10^{19} \text{ m}^{-3}$	Láser	Longitud de onda (micras)	Visión	Multicanal	FI (MHz)	Detector
RINGBOOG [2.26]	0.56	0.08	3.2	300	CO <sub>2</sub>	10.6	V	SI	0.5	PbSnTe
TFTR [2.27]	0.265	0.085	5.2	10	CH <sub>3</sub> OH	118.8 0.633	V	SI	1	Diodos schottky PIN
DIII-D [2.28]	1.67	0.67	2.2	10	CO <sub>2</sub> He-Ne	10.6 0.633	V	SI	40	HgCdTe PIN
ALCATOR C-Mod [2.29]	0.67	0.21/0.38	9	100	CO <sub>2</sub> He-Ne	10.6 0.633	V	SI	40	HgCdTe APD
ALCATOR C-Mod [2.30]	0.67	0.21/0.38	9	100	Nd:YAG doblado	1.064 0.532	T	No	30	APD APD
TEXT-Upgrade [2.31]	1.05	0.27	3	8	HCOOH	432	V	SI	1	Diodos Schottky
JET [2.32]	2.96	1.2	3.45	6	DCN CH <sub>3</sub> OH	195 118.8	V	SI		Diodos schottky
JT-60U [2.32]	3/3.5	0.65/1	4.5	8	CH <sub>3</sub> OH He-Ne	118.8 0.633	V	SI		Diodos schottky PIN
JT-60U [2.33]	3/3.5	0.65/1	4.5	8	CO <sub>2</sub> CO <sub>2</sub>	10.6 9.27	T	No	2	MgCdTe MgCdTe
RFX [2.34]	2	0.46	0.4	20	CO <sub>2</sub> CO	10.6 5.4	V	SI	40	HgCdTe
RTP [2.35]	0.72	0.165	2.5	5	HCOOH	432	V	SI	1	Diodos Schottky
ATF [2.36]	2.1	0.27	2	20	CH <sub>2</sub> F <sub>2</sub>	214	V	SI	1.7	Diodos Schottky

**Tabla II.1** Sistemas interferométricos de medida de densidades electrónicas en diversas máquinas. V: visión vertical del plasma. T: visión tangencial.

A partir de lo expuesto en esta Tabla II.1 podemos hacernos una idea bastante clara de la situación actual de este diagnóstico. En primer lugar se puede observar que solamente en máquinas de alta densidad (Ringboog, Alcator C-Mod y DIII-D) se han instalado sistemas de medida de densidad basados en fuentes infrarrojas con la consiguiente necesidad de una segunda longitud de onda para substraer las vibraciones mecánicas. En el resto de los experimentos la medida de densidad electrónica se realiza con sistemas en el infrarrojo

lejano (FIR). No obstante, podemos apreciar como las tres máquinas más grandes JET, JT60-U y TFTR si necesitan esta segunda longitud de onda de compensación. Este último hecho demuestra que el problema de las vibraciones mecánicas, incluso en un sistema FIR, es de primera magnitud y pone en duda la ventaja de no necesitar una segunda longitud de onda para compensar las vibraciones mecánicas en estos interferómetros basados en láseres en el infrarrojo lejano (FIR), comparado con los sistemas de interferometría láser infrarroja (IR) que si necesitan de una segunda longitud de onda de compensación. En esta línea no es extraño plantear la instalación de sistemas con dos longitudes de onda incluso en máquinas de tamaño medio donde la solución tradicional ha involucrado siempre sistemas FIR. Así la presente tesis estudia la instalación de un diagnóstico interferométrico basado en un láser de  $\text{CO}_2$  ( $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ , infrarrojo medio) como longitud de onda de medida y un segundo color de compensación de vibraciones mecánicas (He-Ne  $\lambda=633 \text{ nm}$ ) en una máquina de tamaño medio como es el Stellarator TJ-II (CIEMAT, España). Las conclusiones que se obtienen pueden ser tenidas en cuenta en máquinas de este tamaño actualmente en fase de diseño o instalación.

Un segundo aspecto relevante que se observa es la importancia del estudio del perfil espacial de la densidad electrónica ya que todas las máquinas tienen instalados sistemas multicanal. En este sentido hay que indicar que muchos de estos sistemas (los instalados en las máquinas Ringboog, C-Mod, ATF, RTP, TEXT-U) utilizan un haz extendido y posterior detección en distintos puntos del frente de onda para realizar esta medida. Esto permite obtener un gran número de cuerdas de visión del plasma para un mejor estudio de dicho perfil espacial [2.37].

No obstante, el límite último de resolución en el estudio del perfil espacial de plasmas de fusión viene impuesto por el tamaño de la longitud de onda. En este sentido el uso de longitudes de onda cada vez más pequeñas permite incrementar dicha resolución no sólo por el tamaño de la longitud de onda en si (difracción), si no porque en zonas de alto gradiente de densidad el límite en la resolución espacial de la medida viene dado por lo que se desvía el haz debido a la refracción (apartado II.2.1.3). Así sería interesante el plantearse longitudes de onda de medida más cercanas al espectro visible (por ejemplo la del láser de Nd:YAG  $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ , un factor 10 menor que la de  $\text{CO}_2$ ) para incrementar la resolución espacial en zonas de alto gradiente y poder estudiar de forma exhaustiva la evolución temporal del perfil de densidad en un plasma. Esta idea se ve reflejada en la Tabla II.1 con la instalación de un sistema interferométrico con dos longitudes de onda basado en un láser de Nd:YAG ( $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ , longitud de onda de compensación  $\lambda=0.532 \mu\text{m}$ ) en el Tokamak Alcator C-Mod (Plasma Science and Fusion Center, MIT). Dicho sistema es objeto de estudio en el Capítulo V de la presente tesis.

Una tercera conclusión que podemos sacar a partir de los datos mostrados en la Tabla II.1 es la utilización en todos los sistemas multicanal de una visión vertical del plasma. Esto viene dado por la necesidad de tener dos puertos enfrentados, uno arriba de la vasija y otro abajo, para la instalación de esquemas interferométricos de Mach-Zehnder (*Figura II.8*) típicos de los sistemas FIR. Incluso diagnósticos basados en esquemas de Michelson (*Figura II.7*) como Alcator C-Mod utilizan dos puertos enfrentados ya que el espejo final del brazo de medida está fuera de la vasija. No obstante, algunos sistemas complementan esta visión vertical con algunas cuerdas horizontales (por ejemplo TEXT-U) utilizando una configuración de Michelson con un retroreflector en la pared interna de la vasija [2.31].

Frente a estos sistemas, aparecen en la Tabla II.1 dos sistemas monocal con visión tangencial del plasma (Alcator C-Mod y JT-60U). Esta novedosa alternativa persigue varios objetivos. Por un lado la visión tangencial, frente a la horizontal, no tiene porqué requerir espejos dentro de la vasija al poder enfrentarse puertos según esta línea de visión. Por otro lado permite una visión más sencilla del borde del plasma para su estudio y por último evita que la línea de visión pase por el divertor<sup>#</sup>. No obstante hay otra razón fundamental para el estudio de esta nueva configuración: el futuro reactor experimental de fusión, el ITER, presenta un acceso muy reducido y sólo puertos tangenciales [2.38] por lo que el desarrollo de sistemas interferométricos según visiones tangenciales del plasma es fundamental. En este sentido en el Capítulo V se describe un sistema de interferometría láser para visión tangencial de un plasma de fusión.

---

<sup>#</sup> El divertor es una cámara de vacío auxiliar donde mediante unas bobinas auxiliares se desvía el plasma de la última superficie magnética. En esa zona es donde se produce la mayor interacción plasma-pared, quedando las impurezas debidas a dicha interacción desacopladas del plasma principal.

## **II.5. Conclusiones.**

El presente capítulo se ha dedicado al estudio del diagnóstico láser interferométrico para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. Para ello se ha comenzado con el estudio de la propagación de una onda electromagnética en un plasma detallando cómo a partir de la medida del índice de refracción del mismo podemos obtener el valor de la densidad electrónica. En este sentido la técnica interferométrica se revela como la ideal para dicha medida de índice de refracción, lo que nos ha llevado al estudio del desfase que sufre una onda electromagnética a través de un plasma y la medida del mismo mediante interferometría. Las conclusiones de este estudio han demostrado que la técnica heterodina es la más indicada en este tipo de aplicaciones.

A partir de estas consideraciones se ha pasado a discutir sobre los diversos condicionantes que aparecen en el diseño de este tipo de sistemas para Tokamaks y Stellarators apareciendo como parámetro fundamental la elección de la longitud de onda. El estudio del desfase inducido por la densidad electrónica, la influencia de la refracción así como la de las vibraciones mecánicas nos ha permitido estudiar y cuantificar la elección de la longitud de onda más adecuada para la medida. Así, aparecen para los valores de densidad de las máquinas actuales dos alternativas principales: el uso de sistemas basados en láseres en el infrarrojo lejano (FIR) o diagnósticos que usan un láser de infrarrojo (IR) como longitud de onda de medida y otro para compensar las vibraciones mecánicas.

Con el fin de entender mejor la situación actual de este diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas, en el último apartado se han mostrado los diversos sistemas instalados en varias máquinas de fusión para la realización de esta medida. El estudio comparativo de estos diagnósticos nos ha permitido identificar las diversas tendencias actuales en pos de la instalación de sistemas cada vez más compactos, de mejor resolución espacial y que incorporen las restricciones que imponen las futuras máquinas de fusión. En este sentido la presente tesis doctoral va a estudiar algunas de estas nuevas líneas en la investigación en interferometría láser heterodina para la medida de densidades electrónicas a través del diseño, instalación y operación de dos novedosos esquemas en el Stellarator TJ-II (objeto de estudios en los capítulos III y IV) y en el Tokamak C-Mod (Capítulo V).



# Capítulo III. Estudio de un Sistema de Interferometría Láser para el TJ-II. Concepción, Calibración y Medidas de Fase.

## III.1. Introducción.

En el entorno de esta tesis dedicada al estudio de sistemas de interferometría láser para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión, el presente capítulo se va a dedicar a la concepción de un sistema de este tipo para su instalación y operación en el Stellarator TJ-II [3.1]. Esta máquina, sita en el Centro de Investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT), incorpora ya un sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas basado en el uso de microondas ( $\lambda = 2\text{mm}$ ) para la primera fase de operación de la misma (calentamiento por radiación a la frecuencia ciclotrónica de los electrones, ECRH [3.2]) con densidades del orden de  $n_e \approx 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . No obstante, para la segunda fase de operación del TJ-II (calentamiento por haces neutros, NBI [3.2]), con densidades electrónicas esperadas mucho mayores ( $n_e \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), se impone la necesidad de otro sistema interferométrico para este diagnóstico en tiempo real [3.3].

En este sentido la presente tesis va a defender, para el sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas en el TJ-II, el uso de fuentes láser en el infrarrojo próximo (láser de  $\text{CO}_2$ ,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ) con corrección de las vibraciones mecánicas mediante el uso de una segunda longitud de onda (longitud de onda de corrección, láser de He-Ne,  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ), aunque las densidades electrónicas previstas (densidades medias de  $10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) permitan el uso de longitudes de onda en el infrarrojo lejano (FIR) como por ejemplo la del láser de  $\text{CH}_3\text{OH}$  ( $\lambda = 119 \mu\text{m}$ ). Hay que resaltar como aportación novedosa de esta tesis que es la primera vez que se propone un interferómetro con dos longitudes de onda para realizar esta medida en un Stellarator. En el capítulo anterior se describieron los posibles inconvenientes debidos a esta solución como son una mayor complejidad al usar dos fuentes láser y el pequeño desfase inducido por el plasma en una longitud de onda tan corta. Sin embargo, estos problemas son compensados por las ventajas de este tipo de

sistemas que permiten la instalación de sistemas interferométricos de menor tamaño y de menor coste [3.4].

A pesar de estas ventajas, la solución que implica el uso de sistemas interferométricos láser con dos longitudes de onda o dos colores se ha implementado en dispositivos de fusión generalmente cuando las características del plasma a medir no permitían otra posibilidad. Por ello nunca se han instalado ni en Stellarators ni en máquinas de baja densidad. Tradicionalmente se ha optado, para máquinas de tamaño medio como el TJ-II, por el uso de sistemas basados en el infrarrojo lejano (FIR) con longitudes de onda de medida que van típicamente de  $\lambda = 432 \mu\text{m}$  (ácido fórmico) hasta  $\lambda = 119 \mu\text{m}$  ( $\text{CH}_3\text{OH}$ ), montados sobre grandes estructuras mecánicas para evitar la necesidad de sustracción de las vibraciones presentes en el sistema con otra longitud de onda. En este sentido la elección del uso de un sistema con dos longitudes de onda para una máquina de las características del Stellarator TJ-II va a requerir de un diseño cuidadoso y un estudio exhaustivo de todos los componentes ópticos y electrónicos que van a formar parte del sistema interferométrico láser con dos colores, ya que hemos de asegurar el correcto funcionamiento del mismo desde el punto de vista de los límites de resolución, precisión y repetibilidad necesarios para poder medir los pequeños desfases asociados a las bajas densidades del TJ-II y el uso de una longitud de onda tan pequeña [3.5].

Para ello, el presente capítulo describe, en un primer apartado, la concepción y diseño de un sistema interferométrico láser heterodino con dos longitudes de onda para realizar la medida en tiempo real de la densidad electrónica en el Stellarator TJ-II. A partir de dicho diseño se identificarán los parámetros y componentes fundamentales de los sistemas heterodinicos con dos colores que influyen en el correcto funcionamiento de un sistema de medida de densidad electrónica en plasmas de fusión. Así se identificará la necesidad del desarrollo de un sistema de medida de fase de alta resolución, objeto de estudio del apartado 3.3 y la necesidad de calibración de un sistema interferométrico heterodino para el estudio de la resolución última de este tipo de sistemas (apartado 3.4). Finalmente, en el apartado 3.5, se muestran los resultados de un prototipo de interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda diseñado para estudiar los diversos parámetros que influyen en la obtención de una buena sustracción de las vibraciones mecánicas en estos sistemas con dos colores.



**III.2. Concepción y diseño de un sistema interferométrico con dos longitudes de onda (CO<sub>2</sub> y He-Ne) para el Stellarator TJ-II.**

En el presente apartado se va a describir la concepción y diseño del sistema interferométrico para medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II en lo relacionado fundamentalmente con la elección de la longitud de onda de medida y la longitud de onda para compensación las vibraciones mecánicas. En este sentido hay que indicar también que se plantea desde el principio el uso de un sistema de interferometría láser heterodino para las dos longitudes de onda ya que, como se comentó en el Capítulo II, esta técnica es la que presenta más ventajas para este tipo de aplicaciones.

**III.2.1. Elección de la longitud de onda.**

Bajo este epígrafe vamos a reunir todas las consideraciones que en función de los parámetros propios de la máquina TJ-II y del estudio realizado en el Capítulo II nos van a llevar a la elección de la longitud de onda adecuada para el sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas en la segunda fase de operación del TJ-II. En la *Tabla III.1* se muestran los parámetros de diseño fundamentales del Stellarator TJ-II para la fase de calentamiento por haces neutros [3.6] que influyen en el diagnóstico interferométrico.

Parámetros del TJ-II (Fase inyección de haces neutros)	
Densidad electrónica ( $n_{e0}$ )	$\approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$
Radio menor medio ( $a$ )	$\leq 0.22 \text{ m}$

***Tabla III.1. Parámetros de diseño del Stellarator TJ-II durante la fase de calentamiento por haces neutros que influyen en el diagnóstico interferométrico.***

Con estos datos y a partir de lo estudiado en el Capítulo II ya podemos estimar las longitudes de onda susceptibles de ser utilizadas para el diagnóstico interferométrico en el Stellarator TJ-II. Sin embargo, hay que indicar que lo desarrollado en dicho capítulo estaba orientado principalmente al caso de plasmas circulares de perfil parabólico en Tokamaks. El caso del TJ-II se aleja un poco de estas características al ser un Stellarator con un plasma en forma de riñón [3.6]. No obstante las restricciones descritas en dicho capítulo aplican con bastante exactitud también para este caso teniendo en cuenta que aquel análisis nos indica simplemente cotas máximas y mínimas de longitudes de onda de utilización.

Como se indicó, el límite superior en cuanto al tamaño de la longitud de onda para su utilización en este tipo de sistemas viene dado por la refracción que una onda

electromagnética sufre en un plasma con un gradiente de densidad transversal al sentido de propagación de la radiación. Si queremos mantener el ángulo que se desvía el haz debido a la refracción por debajo de 10 mrad, el límite de la longitud de onda a utilizar viene dado por la desigualdad (Ecuación II.24):

$$\lambda < \sqrt{\frac{0.01 \pi}{r_e n_{oe}}} = 333 \mu\text{m} \quad \text{III.1}$$

donde se han sustituido los valores correspondientes de la *Tabla III.1*.

Esta Ecuación III.1 nos da el límite máximo de la longitud de onda a utilizar para evitar una desviación del haz láser. Sin embargo, hay que tener en cuenta que el límite que hemos impuesto de una desviación de 10 mrad, teniendo en cuenta que los brazos de este tipo de interferómetros pueden medir más de 5 metros, implica un desplazamiento lateral del haz en detección respecto al brazo de referencia de 5 cm. Este desplazamiento imposibilitaría la obtención de interferencias entre ambos haces a la salida del interferómetro por lo que es un límite superior al que no conviene acercarse.

No obstante, el resultado dado por la Ecuación III.1 nos indica la posibilidad, al menos teórica, del uso de fuentes láser en el infrarrojo lejano para la medida de la densidad electrónica en el TJ-II. Varios son los láseres que se han utilizado en esta región del espectro electromagnético para realizar dicha medida [3.7] pero para continuar con nuestro desarrollo vamos a suponer que hemos elegido un láser de difluorometano ( $\text{CH}_2\text{F}_2$ ) con una longitud de onda de  $\lambda = 214 \mu\text{m}$ .

Para una longitud de onda como esta, en el orden de las 200 micras, los desfases inducidos por el plasma del TJ-II en la fase de operación de inyección de haces neutros serían bastante elevados. Si quisiéramos, por ejemplo, obtener en la medida de densidad electrónica una resolución de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  tendríamos que medir el desfase en la señal interferométrica con una resolución que podemos calcular a partir de la Ecuación II.11 como:

$$\Delta\phi \approx \frac{1}{2\pi} r_e \lambda \Delta n_e 2a \approx \frac{1}{25} \text{ franjas} \quad \text{III.2}$$

donde hemos supuesto que el valor de la densidad electrónica es constante a lo largo de todo el plasma y que se realiza un único paso a través del mismo ( $L=2a$ ).

Este resultado implica el uso de una estructura mecánica que asegure que el nivel de vibraciones en el interferómetro induce un desfase en la medida menor al límite de resolución deseado para la medida de la densidad electrónica ( $1/25$  de franja =  $8 \mu\text{m}$ ). Sin embargo la estimación dada por la Ecuación III.2 es bastante pesimista. El criterio utilizado en el Capítulo II nos indica que para obtener una resolución en la medida de  $1/25$  de franja

(equivalente a una resolución de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ ), el nivel máximo de vibraciones mecánicas presentes en el sistema ha de ser (a partir de la Ecuación II.27):

$$\Delta l < \frac{\lambda^2 r_e a n_{e0}}{150 \pi} \approx 24 \mu\text{m} \quad \text{III.3}$$

que, sin embargo, sigue imponiendo el uso de una estructura mecánica muy sólida para mantener el nivel de vibraciones mecánicas por debajo de este valor.

### III.2.2. Discusión.

En vista de este resultado se va a proceder al estudio de las consecuencias que conlleva el uso de un sistema con dos longitudes de onda basado en fuentes láser en el infrarrojo próximo ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) con compensación de las vibraciones mecánicas con otro color y los requerimientos que el uso de esta longitud de onda de medida impone a nuestro sistema.

En un sistema como este, para los datos del TJ-II en su segunda fase de operación, la resolución necesaria para la medida del desfase con una resolución similar a la que hemos impuesto para el caso del uso de un láser en el infrarrojo lejano ( $10^{18} \text{ m}^{-3}$ ) tiene que ser del orden de 1/500 de franja. Así el uso de esta longitud de onda de medida ( $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) implica tres restricciones fundamentales en el sistema interferométrico:

- El sistema electrónico de medida de fase ha de garantizar una resolución en la medida del orden de 1/1000 de franja si queremos ser capaces de resolver los pequeños desfases debidos al plasma.
- El sistema de interferometría láser heterodina ha de ser calibrado para ese rango de desfases tan pequeño que se ha de medir (1/1000 de franja).
- El sistema con dos longitudes de onda ha de substraer las vibraciones mecánicas hasta el límite impuesto por la resolución requerida. Es decir, si la longitud de onda del láser empleado es de  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  y queremos medir desfases debidos al plasma del orden de 1/500 de franja, el error debido a la no cancelación de las vibraciones ha de ser del orden de 0.02 micras.

No obstante y a pesar de la necesidad del estudio detallado de estos tres aspectos para garantizar el correcto funcionamiento de un sistema de este tipo para la medida de densidades electrónicas en el TJ-II, se va a optar por la longitud de onda de medida correspondiente al láser de  $\text{CO}_2$  ( $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) con compensación con un segundo color. Las razones de esta elección se fundamentan, básicamente, en evitar el uso de una estructura

mecánica en C para mantener las vibraciones mecánicas por debajo del límite impuesto por la Ecuación III.3 y la obtención de sistemas con menor complejidad y de menor coste. Esto último se pone de manifiesto claramente si tenemos en cuenta que un láser FIR de  $\text{CH}_3\text{OH}$  necesita de otro láser de  $\text{CO}_2$  para bombeo [3.8]. Además, para las longitudes de onda en el infrarrojo cercano (IR) y en el visible se disponen de moduladores acustoópticos que permiten una implementación muy sencilla de sistemas heterodinos, cosa de la que adolecen los sistemas basados en láseres FIR que necesitan de sistemas de modulación muy complicados. Además, estos moduladores acustoópticos, admiten altas frecuencias de modulación (entre 40 y 80 MHz) permitiendo el seguimiento de procesos muy rápidos en las medidas de densidad electrónica en plasmas de fusión.

Una vez decidido el uso como longitud de onda de medida la del láser de  $\text{CO}_2$  ( $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) como parte de un sistema con dos colores y tras detallar las restricciones que eso impone, vamos a discutir ahora sobre la elección de la segunda longitud de onda a emplear para realizar la substracción de las vibraciones mecánicas. Para este cometido se han propuesto diversas soluciones: uso de láseres de  $\text{CO}_2$  en otra longitud de onda ( $\lambda=9.27 \mu\text{m}$ ) [3.9], láseres de CO ( $\lambda=5.4 \mu\text{m}$ ) [3.10] y láseres de He-Ne emitiendo tanto en el infrarrojo próximo ( $\lambda= 3.39 \mu\text{m}$ ) [3.11] como en el visible ( $\lambda= 633 \text{ nm}$ ) [3.12]. Para el sistema interferométrico del Stellarator TJ-II se ha optado por el uso de un láser de He-Ne emitiendo en el visible ( $\lambda=633 \text{ nm}$ ) por las razones que se procede a detallar.

La razón fundamental para utilizar como segunda longitud de onda la de un láser de He-Ne en el visible ( $\lambda=633 \text{ nm}$ ), está en la facilidad de alineamiento que conlleva. Además, es un láser muy conocido, de uso extendido, barato y que se puede reemplazar de manera rápida. En su contra tiene la escasa potencia de salida, pero esto no es un gran inconveniente al existir detectores de alta sensibilidad, fácil manejo y gran ancho de banda para esta longitud de onda ( $\lambda=633 \text{ nm}$ ).

A pesar de estas ventajas, el uso de láseres de He-Ne en el visible para realizar la substracción no se ha generalizado debido a que al ser la longitud de onda tan pequeña y las vibraciones mecánicas presentes en el sistema relativamente grandes y rápidas, la frecuencia de muestreo a la salida del detector de fase ha de ser muy grande para no perder variaciones en la fase correspondientes a números enteros de  $2\pi$  (franjas) [3.13]. Por ejemplo, si la velocidad con la que se mueve alguno de los espejos del sistema

interferométrico fuera  $\Delta l = 1 \text{ m/s}^{\#}$ , la variación del desfase a la salida del interferómetro sería de [3.14]:

$$d\phi/dt = \frac{2\pi d\Delta l/dt}{\lambda} = 1.5 \cdot 10^6 \text{ franjas/s} \quad \text{III.4}$$

siendo una franja el equivalente a  $2\pi \text{ rad}$  ( $\Delta\phi = 2\pi = 1 \text{ franja de interferencia}$ ). Es decir, tendríamos que muestrear a una velocidad superior a 1.5 MHz para poder recuperar la información de fase. Eso no es estrictamente cierto. Hay diseños de detectores de fase específicos que permiten seguir desfases muy rápidos sin requerir una frecuencia alta de muestreo [3.15], pero esta restricción ha de ser también tenida en cuenta a la hora de diseñar la electrónica de detección de fase para el sistema definitivo.

No obstante hay que hacer una última consideración relativa al uso de estos sistemas con dos longitudes de onda. En estos interferómetros el espejo final del brazo de medida (esquema de Michelson) suele estar anclado en la máquina y no al resto de la estructura del interferómetro. Por esta razón los desplazamientos y vibraciones presentes en el sistema pueden ser muy elevados (hasta 80 franjas de He-Ne [3.16]). Así, es de prever que en nuestro sistema aparezcan desplazamientos de ese orden de magnitud que deberán ser sustraídos convenientemente (ver Ecuación II.30). Esto impone una restricción adicional a nuestro sistema de medida de fase: el ser capaz de detectar desfases equivalentes a un número elevado de franjas de interferencia.

---

\* Hay que hacer notar que las vibraciones y los desplazamientos que sufren los diversos elementos del interferómetro, incluido el espejo superior como se verá más adelante, no van más allá de las décimas de milímetro por lo que esta velocidad supone en realidad una amplitud de vibración muy alta para un sistema mecánico.

### **III.3. Estudio del sistema de detección de fase para el interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda del Stellarator TJ-II.**

En el presente apartado se muestra el diseño, implementación y calibración de un sistema de detección de fase diseñado y construido específicamente para el sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II. Dicho sistema de demodulación y detección de fase consta de dos partes diferenciadas en las que se va a dividir la descripción del mismo. En primer lugar estudiaremos lo que hemos denominado sistema de desplazamiento en frecuencia (BDF) que es el responsable de trasladar la señal de salida de ambos canales interferométricos con la información de fase correspondiente a la frecuencia de modulación del sistema heterodino (portadora) a una frecuencia intermedia más conveniente. En segundo lugar se describirá el detector de fase en sí que opera a esa frecuencia intermedia antes mencionada.

#### **III.3.1. Sistema de desplazamiento de frecuencia (BDF)**

Vamos a comenzar la descripción de este sistema de detección retomando los fundamentos de la detección de fase en interferometría heterodina. Como se indicó en el Capítulo II la señal de salida de un interferómetro heterodino es de la forma (Ecuación II.13):

$$I = I_0 \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi) \quad \text{III.5}$$

donde la información del desfase  $\Delta\phi$  debido a la densidad electrónica viene sobre una portadora de frecuencia  $\Delta f = \Delta\omega/2\pi$  igual a la frecuencia de modulación del sistema interferométrico heterodino. El sistema de detección, por tanto ha de extraer la información del desfase  $\Delta\phi$  comparando la señal de salida del interferómetro (Ecuación III.5) con una muestra de la señal de entrada al sistema de modulación  $\cos(\omega t)$ .

Como se indicó en el apartado anterior, en los sistemas interferométricos heterodinicos basados en láseres de  $\text{CO}_2$  y He-Ne, se utilizan moduladores acustoópticos para conseguir el desplazamiento en frecuencia entre ambos brazos del interferómetro. Ese desplazamiento en frecuencia suele estar en torno a los 40 MHz-80 MHz, por lo que el sistema de detección ha de estar diseñado para trabajar a esas frecuencias. Así, una primera opción es realizar la detección de fase directamente a la frecuencia de modulación, pero eso implica diseñar un detector de fase de muy alta velocidad teniendo en cuenta cual es la resolución deseada. Por esta razón el sistema de detección diseñado para el TJ-II incluye una electrónica de

desplazamiento de frecuencia entre la salida de los detectores de la radiación luminosa y el detector de fase en si.

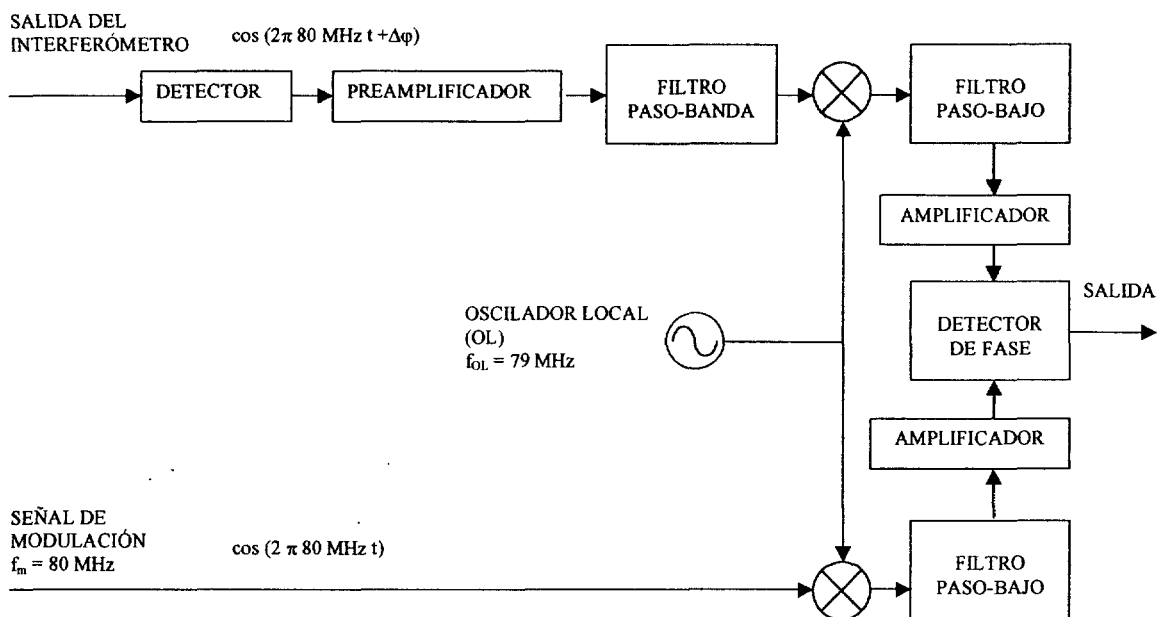
El objetivo de esta parte del sistema de detección es el siguiente. Para evitar el tener que realizar la detección directamente a la frecuencia de modulación ( $f_m = \Delta\omega/2\pi$ ), se mezcla la señal de salida del interferómetro con un oscilador local ( $f_{OL}$ ) de tal manera que a la salida del mezclador obtenemos una tensión  $V$  de la forma:

$$V = V_0 \cos[2\pi(f_m - f_{OL})t + \Delta\phi] + \dots \quad \text{III.6}$$

Como se puede observar a partir de esta Ecuación III.6, tras un filtrado paso bajo de la señal de salida del mezclador nos quedamos con una componente a la frecuencia diferencia entre la de modulación y la del oscilador local que tiene exactamente la misma información de fase que la señal original a la salida del interferómetro. De esta manera podemos realizar la detección de fase a esta frecuencia intermedia ( $FI = f_m - f_{OL}$ ) sin perder información [3.17].

Las razones del uso de un sistema de este tipo son dos fundamentalmente. En primer lugar nos permite llevar a cabo la detección de fase a una frecuencia mucho menor disminuyendo los requisitos de velocidad de la electrónica necesaria para la realización del detector de fase y, por otro lado, nos permite utilizar un único detector de fase a una frecuencia intermedia única para múltiples frecuencias de modulación. Este último aspecto va a ser muy importante pues en nuestro caso, como se verá posteriormente, vamos a utilizar dos frecuencias de modulación distintas (40 MHz CO<sub>2</sub> y 80 MHz He-Ne) por lo que si se realizara la detección de fase directamente a la frecuencia de la señal de salida implicaría dos implementaciones distintas, una para cada frecuencia. Al desplazar la señal de salida a una frecuencia intermedia común, un único diseño de detector de fase nos sirve para las dos longitudes de onda.

En la Figura III.1 se muestra el esquema de este sistema de desplazamiento en frecuencia (BDF) particularizado para una frecuencia de modulación  $f_m = 80$  MHz y una frecuencia intermedia  $FI = 1$  MHz que, como veremos, será el caso particular para el canal de He-Ne en el sistema definitivo. Como se puede observar en esta Figura III.1, la señal a la salida del interferómetro es amplificada para fijar la relación señal/ruido (S/N), filtrada paso-banda y, posteriormente, mezclada con el oscilador local (LO en la Figura III.1) para generar la frecuencia intermedia de 1 MHz donde la información de fase es recuperada. Esto se realiza comparando dicha señal de 1 MHz con una muestra de la señal de modulación del modulador acustoóptico desplazada también a 1 MHz mediante el batido de la señal de referencia con una muestra del mismo oscilador local. En el Anexo 1 se amplían algunos detalles sobre la electrónica asociada a este sistema.



**Figura III.1** Sistema de detección de fase basado en el desplazamiento en frecuencia (BDF).

La etapa de frecuencia intermedia (FI) es común para ambos canales (canal de medida, salida del interferómetro a FI y canal de referencia, la muestra de la señal de modulación a FI) y consiste en un filtrado paso bajo para eliminar los armónicos indeseados a la salida del mezclador y un amplificador para conseguir los niveles de señal necesarios a la entrada del detector de fase (Figura III.1). En este sentido hay que indicar que se tuvo mucho cuidado a la hora de diseñar y realizar toda la cadena de medida pues si queremos resolver con nuestro detector de fase 1/1000 de franja hemos de asegurar una relación señal a ruido a la entrada del mismo de al menos 41 dB [3.18] (ver Anexo 1).

### III.3.2. Detector de fase

El detector de fase incluido en el sistema BDF mostrado en la Figura III.1 es la parte más importante del sistema de detección y el que ha de cumplir las especificaciones de resolución, velocidad y rango indicadas anteriormente. Dicho detector de fase está diseñado en principio para trabajar a la frecuencia intermedia de 1 MHz, como se indicó en el epígrafe anterior, aunque tiene un rango de frecuencias de entrada bastante grande que va desde los 10 kHz a 10 MHz. Sin embargo, esta frecuencia intermedia de 1 MHz es lo suficientemente elevada para poder seguir perturbaciones de alta frecuencia en el plasma por lo que es la que se utilizará en el sistema definitivo y en las pruebas que se detallan a lo largo del presente capítulo. Hay que hacer notar, no obstante, que el diseño de este sistema de detección de fase basado en el desplazamiento de frecuencia permite en cualquier momento variar la frecuencia intermedia de detección simplemente cambiando la frecuencia del



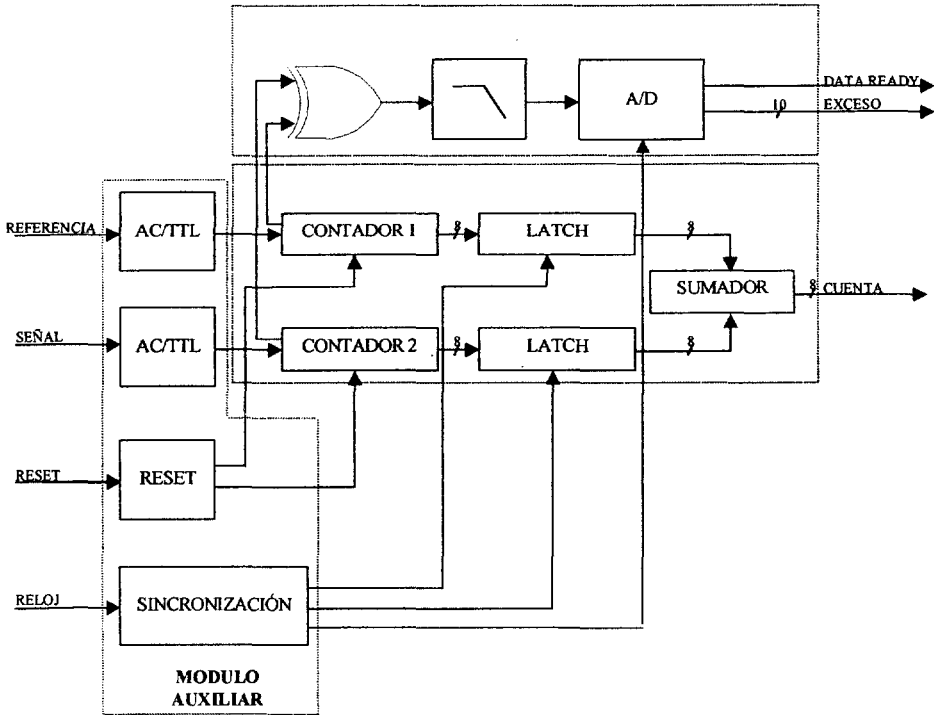
oscilador local ( $f_{OL}$ ) en caso de que fuera necesario, mostrándose como un sistema muy versátil.

Como se indicó anteriormente las especificaciones que ha de cumplir un detector de fase para este tipo de aplicaciones son bastante especiales por lo que en todos los sistemas interferométricos de medida de densidades electrónicas se han desarrollado sistemas específicos de detección de fase. Varias técnicas se han empleado tanto para sistemas basados en láseres de infrarrojo lejano (si bien en estos, al ser los desfases mucho mayores, no se requiere una resolución tan grande y, a su vez, las vibraciones mecánicas apenas influyen por lo que los desfases totales que se producen no suelen superar los  $8\pi$  rad), como para sistemas con dos longitudes de onda. Vamos a comentar brevemente las más utilizadas.

Una primera técnica consiste en muestrear directamente la señal de salida del interferómetro y la señal de referencia para realizar la medida de fase mediante técnicas digitales [3.19]. Esta técnica, si bien bastante sencilla, tiene el inconveniente de que para seguir variaciones en la densidades muy rápidas, es decir para altas frecuencias de modulación, la frecuencia de muestreo ha de ser muy alta y la velocidad del procesador digital también, dando lugar a diseños caros. Una segunda técnica consiste en medir el tiempo entre los cruces por cero de ambas señales con un reloj muy rápido [3.20] (unas 100 veces superior a la frecuencia de modulación si queremos una resolución de  $1/100$  de franja) para obtener directamente el desfase. Esta solución ha sido ampliamente utilizada en sistemas FIR donde las frecuencias de modulación son bajas (100 kHz-1 MHz). Sin embargo, ninguna de estas dos aproximaciones parece conveniente en nuestro caso. Una resolución de  $1/1000$  de franja implicaría un reloj de 1 GHz y, en el primer caso, un digitalizador muy rápido.

Por estas razones se optó por otra aproximación que consiste en realizar la medida de fase en dos partes, por un lado el número total de franjas (una franja equivale a  $2\pi$  rad) de desfase entre la señal y la referencia y por otro el valor fraccionario (desfase dentro de una franja) del mismo. Se han realizado varias implementaciones basadas en esta concepción [3.15], y que han sido probadas por ejemplo, en el sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas del Tokamak C-Mod instalado en el Plasma Science and Fusion Center del Massachusetts Institute of Technology [3.21]. Sin embargo, en dichos sistemas la detección se realiza directamente a la frecuencia de modulación ( $f_m=40$  MHz, correspondiente a la frecuencia de entrada de los moduladores acustoópticos) por lo que sus prestaciones no son las mismas que el desarrollado para el sistema interferométrico del Stellarator TJ-II.

En la *Figura III.2* se muestra el diagrama de bloques del detector de fase implementado que pasamos a describir a continuación (ver Anexo 2).



**Figura III.2** Diagrama de bloques del detector de fase.

La idea fundamental de este diseño es el uso de dos contadores rápidos contando los pasos por cero de ambas señales de 1 MHz (señal de medida y señal de referencia). Uno de los contadores cuenta en sentido ascendente mientras que el otro lo hace de manera descendente. La suma de ambas cuentas nos da en cualquier momento el número de periodos completos (franjas) que se ha desfasado una señal respecto a la otra (salida identificada como CUENTA en la *Figura III.2*) tanto en sentido ascendente como descendente. Para obtener el valor fraccionario (desfase dentro de la franja), la salida de los contadores correspondiente a la división entre dos de la frecuencia de las señales de entrada es usada como entrada de una puerta XOR, la salida de la cual es integrada para crear un voltaje analógico proporcional al desfase de ambas señales dentro de un periodo. Esta tensión se convierte con la ayuda de un conversor A/D en una señal de 10 bits que es la salida identificada como EXCESO. De esta manera la salida del detector de fase consiste en 18 bits, 8 corresponde a la salida de CUENTA (parte entera) y 10 a la de EXCESO (parte fraccionaria). El detector de fase entonces tiene como rango de medida desde  $-128 \times 2\pi$  a  $127 \times 2\pi$  (contadores de 8 bits) y una resolución de 1/1000 de franja ( $2^{10} = 1024$ ).

En esta *Figura III.2* se muestran además dos entradas auxiliares. Una es el reloj externo que nos fija la frecuencia de muestreo y los instantes en que se ha de realizar la medida del desfase entre ambas señales. En este sentido el detector de fase permite

sincronizar la toma de muestras con alguna referencia externa cosa imprescindible en este tipo de experimentos al existir un reloj maestro que controla todos los diagnósticos del Stellarator TJ-II. La última señal de entrada es el RESET que inicializa los contadores antes de que comience el proceso de adquisición. La salida DATA READY indica cuando los datos presentes en las salidas del detector de fase están preparados para ser leídos por el sistema de adquisición de datos, en nuestro caso un PC. En el Anexo 2 se completa la información relativa a este sistema de detección de fase con los esquemas electrónicos correspondientes.

### III.3.3. Resultados.

En este apartado se van a mostrar los resultados de la calibración del sistema de detección de fase descrito en este apartado. Para ello se van a introducir diferentes señales de prueba en las entradas del detector para comprobar que su comportamiento cumple las especificaciones. Sólo se muestran en este apartado las calibraciones correspondientes al correcto funcionamiento del mismo sin entrar en los límites de resolución que se estudiarán más adelante junto con la calibración del sistema heterodino.

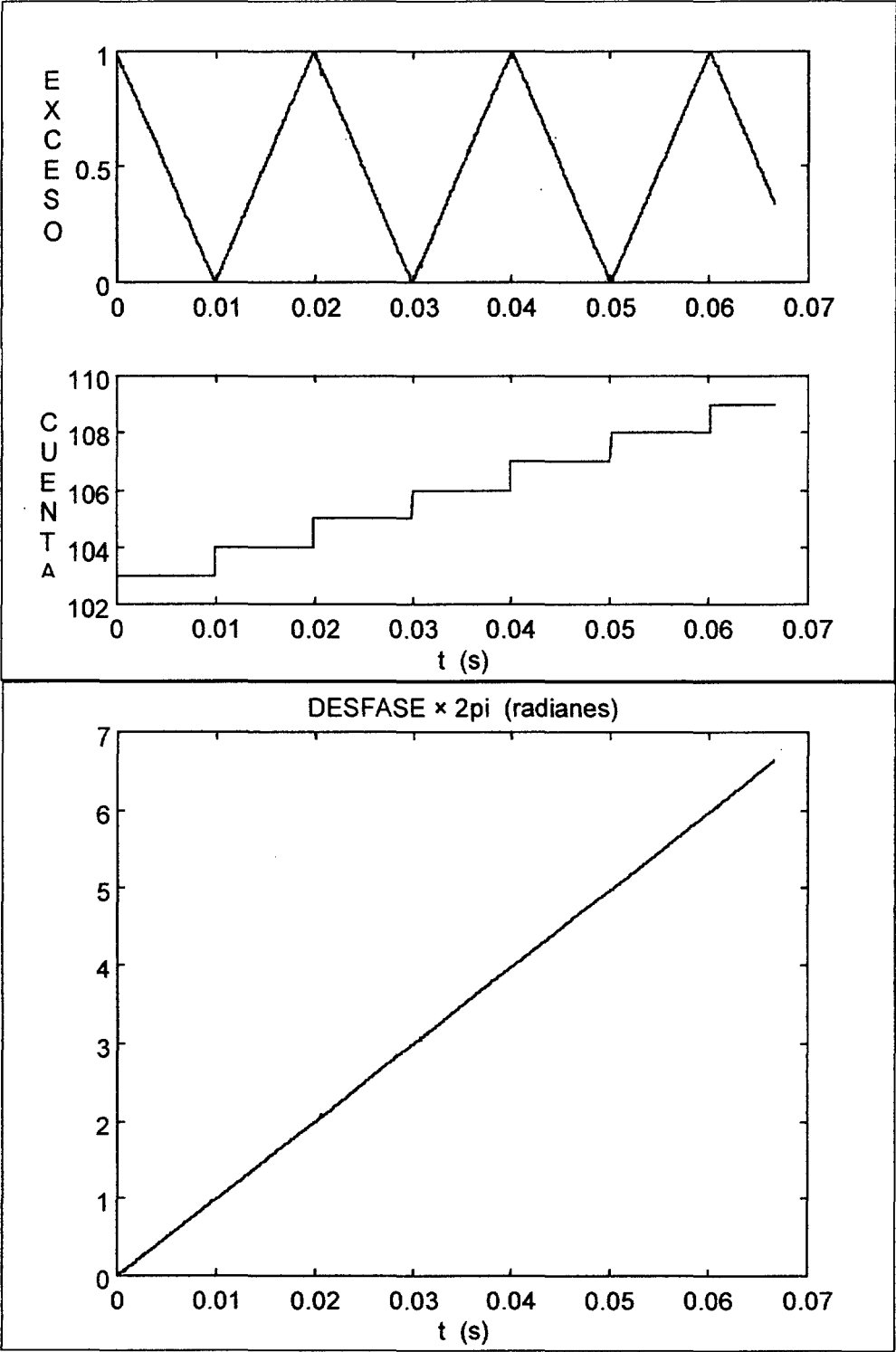
En la *Figura III.3* se muestra la salida del detector de fase cuando la entrada son dos señales de 1 MHz con una diferencia en frecuencia de 100 Hz. En este caso el desfase entre ambas señales toma un valor de:

$$\Delta\phi = \Delta f t \quad \text{III.7}$$

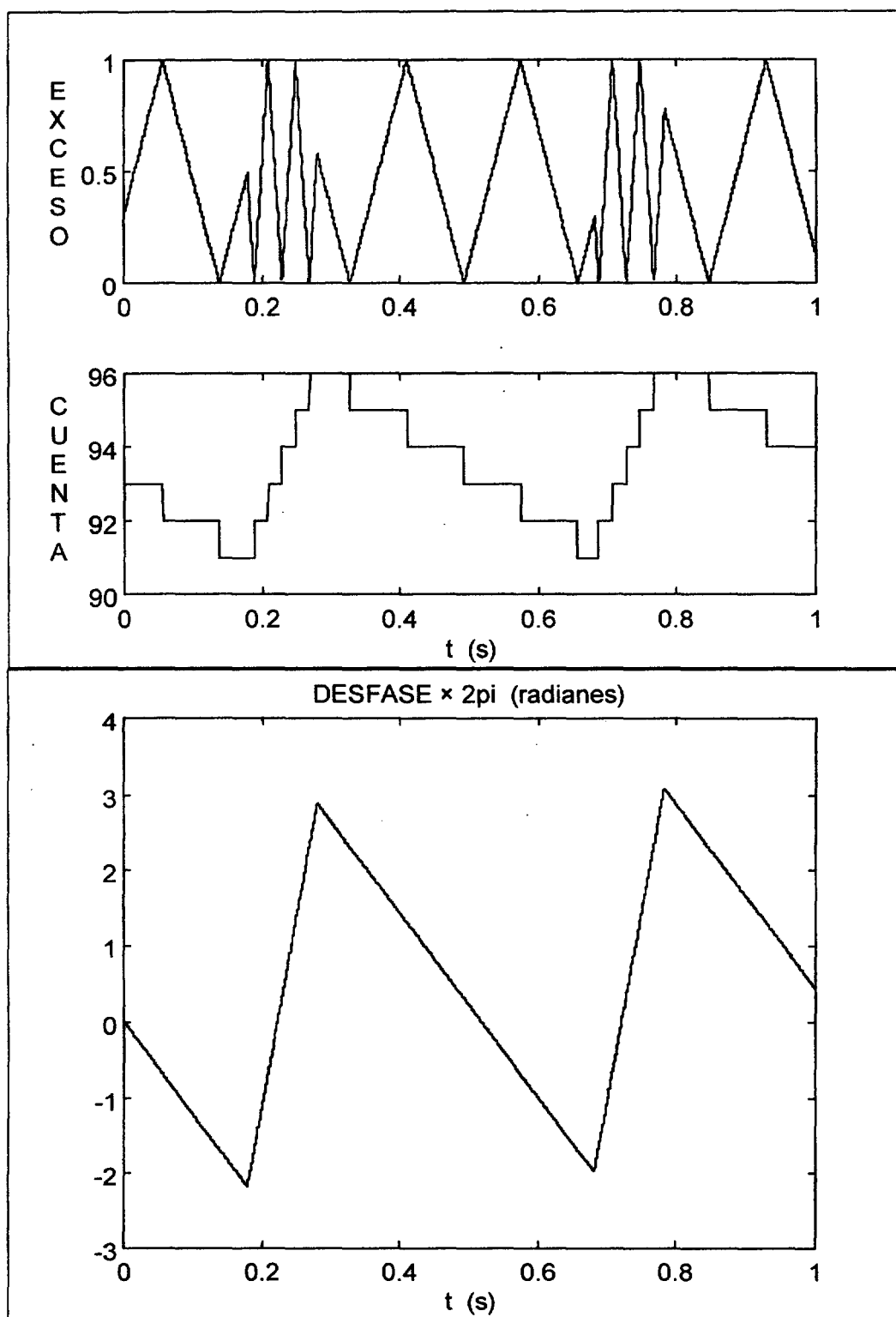
es decir, una rampa cuya pendiente es la frecuencia diferencia entra ambas señales. Vemos como el detector de fase es capaz de seguir la evolución de la diferencia de fase entre las señales de entrada aunque ésta sea muy superior a  $2\pi$ . Podemos observar como el caso de la *Figura III.3* (en el que la señal de medida adelanta a la de referencia) corresponde a un desfase positivo, y en estas condiciones un valor par en la señal de cuenta se corresponde con un tramo de pendiente positiva en la señal de exceso (triangular). En el caso de que la diferencia de frecuencias fuera tal que el desfase tuviera un sentido negativo (señal de referencia adelantando a la señal de medida) el caso sería el opuesto. Esto se ve más claramente en la *Figura III.4* donde se introduce una diferencia de frecuencia entre las señales de entrada en forma de diente de sierra. Podemos observar como el detector de fase es capaz de discriminar el sentido positivo o negativo del desfase (según el criterio anterior) y resolverlo correctamente.

A partir de estas figuras podemos concluir que el detector de fase cumple las especificaciones convenidas en cuanto a su capacidad de resolución multifranja, velocidad,

resolución (la salida exceso es de 10 bits que corresponde a una resolución de  $1/1024$  de  $2\pi$ ) y discriminación del sentido positivo o negativo del desfase. No obstante el parámetro fundamental del sistema es la incertidumbre en la medida de fase. Esta se va a estudiar a partir de la instalación de este sistema de detección de fase en un sistema interferométrico heterodino/homodino (apartado siguiente) donde se va a calibrar el límite de resolución del sistema de detección.



**Figura III.3**  $\Delta f \approx 100$  Hz,  $f_{\text{muestreo}} = 15$  KHz,  $n^\circ$  muestras = 1000



**Figura III.4** Desfase en forma de diente de sierra

### **III.4. Calibración de las medidas de fase óptica en un sistema de interferometría láser He-Ne heterodino/homodino.**

El segundo aspecto a estudiar dentro de nuestro objetivo de diseñar un sistema interferométrico heterodino para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II tiene que ver con la calibración de este tipo de interferómetros heterodinicos para los desfases tan pequeños que hemos de ser capaces de medir en la máquina TJ-II. Como se comentó en el capítulo precedente, el uso de sistemas interferométricos heterodinicos para medidas de densidades electrónicas, ya sea con fuentes láser en el infrarrojo lejano [3.22] como en el infrarrojo próximo [3.23], es general en máquinas de fusión. Sin embargo, este no es el único campo de aplicación de esta técnica que encuentra sitio en campos tales como la medida y el análisis de vibraciones [3.24] o la medida de corrientes [3.25].

Las grandes ventajas de la interferometría heterodina aplicadas a la medida de densidades electrónicas (y en general en cualquier otra aplicación) como son, entre otras, el que permite obtener la forma del desplazamiento en tiempo real (sin ambigüedad en el sentido) y la mejora en la relación S/N al aparecer la información de fase sobre una portadora de radiofrecuencia, se ven entorpecidas por el hecho de que el valor absoluto de ese desplazamiento no es del todo fiable sin una calibración previa [3.26]. Este hecho se acentúa cuando tratamos de estudiar desfases muy pequeños con este tipo de sistemas [3.4]. Así, la técnica interferométrica heterodina en cualquier tipo de aplicación adolece del problema de la evaluación de la resolución y precisión última cuando se pretende medir desfases muy pequeños entre 0 y  $2\pi$ . En ese sentido, esta técnica echa en falta sistemas de calibración sencillos y generalmente la calibración involucra el uso de métodos indirectos como pueden ser la comparación con otros diagnósticos [3.27], en el caso de sistemas de medidas de densidades electrónicas, el uso de una excitación conocida (un transductor piezoeléctrico o PZT [3.28]) o una superficie previamente calibrada [3.29] en el caso del estudio de vibraciones mecánicas.

Como consecuencia de este hecho, se planteó la necesidad de implementar un sistema interferométrico heterodino con el objetivo de calibrarlo para el caso de los pequeños desfases del TJ-II. Por ello se implementó un esquema interferométrico especial con el que poder realizar dicha calibración: un interferómetro heterodino/homodino.

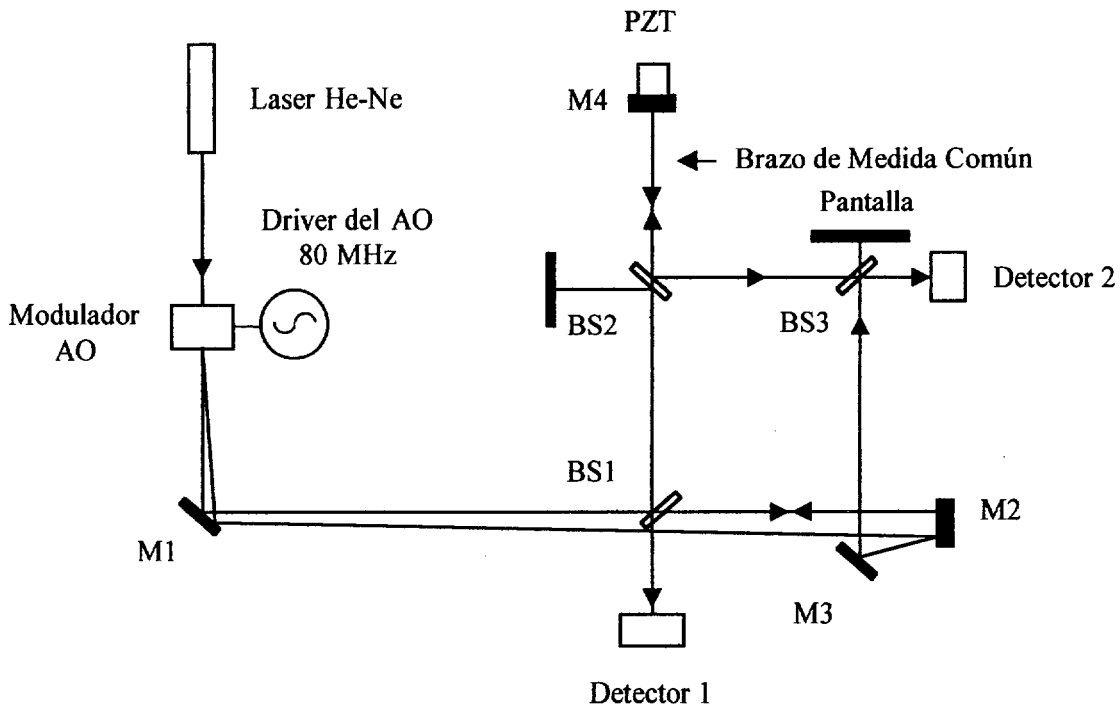
Este sistema interferométrico heterodino/homodino es un interferómetro en el que dos esquemas, uno homodino (Michelson) y uno heterodino (Mach-Zehnder modificado) comparten el mismo brazo de medida permitiéndonos estudiar la respuesta de ambos sistemas ante un estímulo común. Con este esquema vamos a estudiar la precisión y resolución de los sistemas de interferometría láser heterodina a la hora de medir fracciones

de franja muy pequeñas sobre un desfase total equivalente a varias franjas. Estos resultados son de aplicación directa cuando se utilizan fuentes en el infrarrojo cercano para medidas de densidad electrónica en máquinas de fusión pequeñas.

Respecto a este esquema heterodino/homodino es importante resaltar que se han documentado sistemas de calibración de interferómetros heterodinicos con sistemas homodinicos [3.26], pero dichos sistemas no son en tiempo real y la calibración implica un cambio en el set-up óptico. Sin embargo, este sistema interferométrico que presentamos sí que permite esta comparación en tiempo real por lo que los resultados son mucho más fiables. A continuación pasamos a describir este esquema interferométrico que, según la bibliografía al respecto consultada, resulta totalmente novedoso.

#### III.4.1. Descripción del Interferómetro Heterodino/Homodino

En la *Figura III.5* se muestra el esquema óptico del interferómetro heterodino/homodino que nos va a servir de base para la calibración del sistema heterodino. Como vemos en dicha *Figura III.5* el experimento consta, por un lado, de un interferómetro heterodino compuesto por un láser de He-Ne emitiendo 3 mW ( $\lambda=633$  nm) cuya salida se hace incidir en un modulador acustoóptico. Este modulador acustoóptico (frecuencia de modulación de 80 MHz) actúa como separador de haces (beam splitter) para este esquema así como desplaza en frecuencia uno de los haces un valor igual a la frecuencia de modulación utilizada (80 MHz). El brazo de medida de este esquema heterodino está formado por el beam-splitter BS1, el espejo M4 (pegado a un cristal piezoeléctrico o PZT que usaremos para modular la diferencia de caminos ópticos mediante rampas de tensión) y el separador de haz o beam-splitter BS2, mientras que el brazo de referencia lo forman los espejos M2 y M3. La recombinación se lleva a cabo en el combinador BS3 y la detección en el Detector 2, un fotodiodo de avalancha (APD) de Si (Hamamatsu S2183). Este esquema lo podemos identificar como un Mach-Zehnder modificado en el que la longitud del brazo de medida se puede variar mediante el piezoeléctrico (PZT en la *Figura III.5*). En este esquema el cristal piezoeléctrico juega un papel fundamental ya que va a permitirnos variar de manera lineal la longitud del brazo de medida al aplicar rampas de tensión sobre el mismo [3.30].



**Figura III.5.** Esquema interferómetro heterodino/homodino.

En esta misma *Figura III.5* podemos ver, superpuesto a este interferómetro heterodino, el esquema homodino que vamos a utilizar para calibrar, constituido por un esquema de Michelson tradicional donde el brazo de medida está formado por el espejo M4 y el brazo de referencia está formado por M2. El beam-splitter BS1 actúa como separador y recombinador como es típico de los esquemas interferométricos de Michelson. El detector 1 recoge la señal interferencial de este esquema de interferometría homodino o de Michelson.

Como podemos ver claramente en esta *Figura III.5* ambos interferómetros comparten el mismo brazo de medida (marcado como Brazo de Medida Común en la *Figura III.5*). Al introducir rampas de tensión en el PZT pegado al espejo M4 (que simulan los desfase producidos por el plasma), las variaciones de camino óptico serán las mismas para ambos interferómetros permitiéndonos de esta manera la calibración del esquema heterodino con el esquema homodino. En la primera fase de alineamiento se intenta mantener ambos interferómetros tan cerca como sea posible a diferencia de caminos cero mediante el correcto ajuste de los espejos M2 y M3.

Una vez presentado el esquema interferométrico vamos a profundizar en el funcionamiento de dicho esquema a través del estudio de las señales de salida de ambos detectores. La salida del interferómetro homodino, es decir la fotocorriente generada en el detector 1, es de la forma [3.31]:



$$I_1 = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(\phi_{r1} + \phi_{PZT}(\Delta l))) \quad \text{III.8}$$

donde  $I_1$  es la fotocorriente a la salida del detector 1,  $I_0$  es la fotocorriente máxima correspondiente a la intensidad media de la luz de salida,  $\phi_{r1}$  es un desfase fijo que tiene en cuenta la diferencia de caminos inicial en el interferómetro (hay que recordar que aunque el interferómetro está alineado para estar próximo de la diferencia de caminos cero, esta no es realmente cero) y  $\phi_{PZT}$  es el desfase inducido por el desplazamiento  $\Delta l$  del espejo M4 en la dirección perpendicular a la superficie del mismo debido al cristal piezoeléctrico (PZT en la *Figura III.5*) que es excitado mediante rampas de alta tensión. Esta señal es filtrada paso bajo y digitalizada directamente con la ayuda de un conversor analógico/digital de 10 bits y almacenada en nuestro sistema de adquisición de datos. Aunque ahondaremos en esto posteriormente se usa un reloj de muestreo común tanto para el sistema heterodino como homodino para almacenar las muestras de fase en los mismos instantes para los dos sistemas interferométricos.

Por otro lado, la fotocorriente generada en el detector 2 (salida del interferómetro heterodino) es de la forma [3.24]:

$$I_2 = \frac{I_0}{2} (1 + \cos(\omega_{AO} t + \phi_{r2} + \phi_{PZT}(\Delta l))) \quad \text{III.9}$$

donde  $I_2$  es la fotocorriente a la salida del detector 2,  $I_0$  la fotocorriente máxima generada por la luz media y  $\omega_{AO} = 2\pi f_{AO}$  donde  $f_{AO}$  es la frecuencia de modulación del modulador acustoóptico. Además  $\phi_{r2}$  es el desfase fijo debido a la diferencias de camino inicial y otra vez  $\phi_{PZT}(\Delta l)$  es el desfase debido al desplazamiento del espejo M4. Este es el fundamento del funcionamiento de este esquema: como el brazo de medida es común a ambos interferómetros y ser  $\phi_{r1}$  y  $\phi_{r2}$  constantes, la información que aparece en la fase de ambos interferogramas debida al desplazamiento del PZT debe de ser la misma. Esto es lo que nos va a permitir realizar la calibración del sistema heterodino con la ayuda del esquema homodino.

Para finalizar con la descripción de este esquema hay que volver a incidir en la novedosa característica de este sistema como es la posibilidad de realizar la calibración en tiempo real debido al uso de un reloj común para la adquisición de las muestras de fase en ambos interferómetros. Respecto a esto hay que indicar que si bien en el caso del esquema homodino la señal interferométrica de salida se muestrea directamente, en el caso heterodino la recuperación de la señal de fase se realiza mediante la comparación de la señal de salida con una muestra de la señal de modulación (ver Ecuación III.9) para lo cual se utiliza el sistema de detección de fase específico descrito en el apartado anterior (BDF).

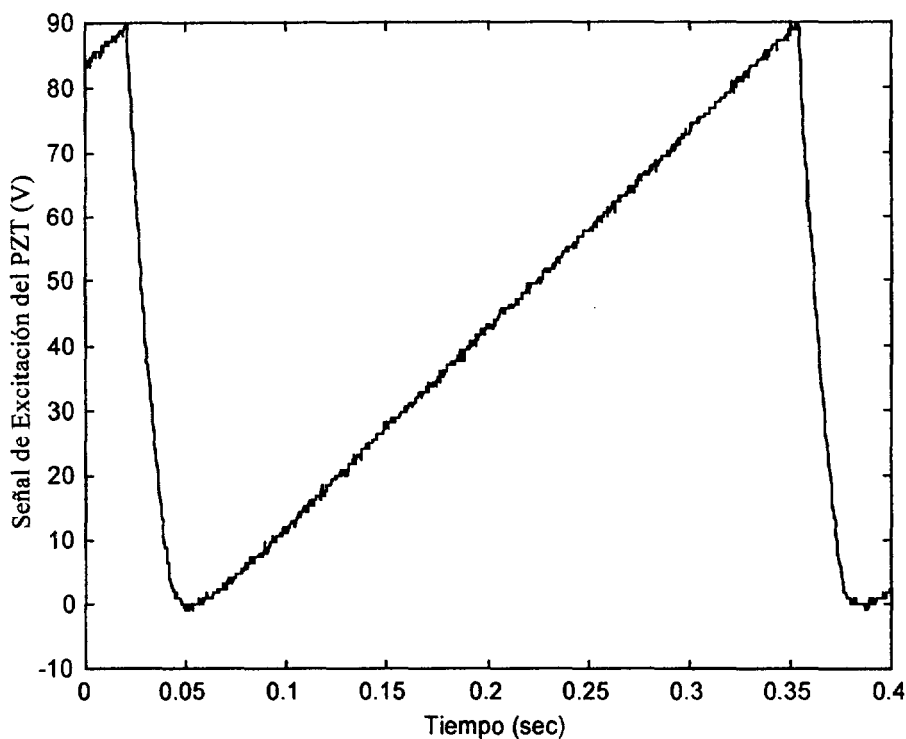
### III.4.2. Estudio del alineamiento de sistemas interferométricos heterodinos mediante el uso de un sistema interferométrico heterodino/homodino.

En párrafos anteriores hemos insistido en el argumento de que los sistemas interferométricos heterodinos requieren de una calibración previa, sobre todo a la hora de realizar medidas fiables para desfases muy pequeños. En este apartado vamos a ahondar más en ese tipo de problemas y cómo podemos utilizar el esquema interferométrico heterodino/homodino descrito anteriormente para solucionarlos.

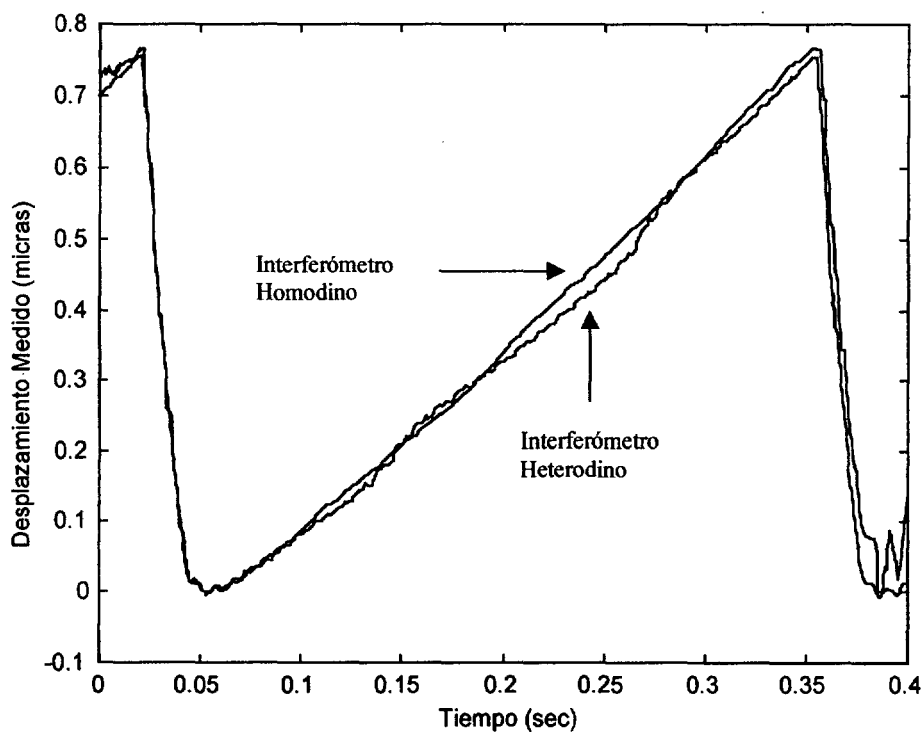
Como comentamos en la introducción del presente capítulo, nuestra aplicación requiere una alta precisión en la medida de la fase sobre un desfase total de varias franjas, es por ello que nuestra primera prueba a realizar sea el comportamiento de un interferómetro heterodino comparado con el homodino para el caso de una variación del camino óptico equivalente a varias franjas.

En la *Figura III.7* se muestra la respuesta del sistema interferométrico heterodino/homodino (desplazamiento del brazo de medida observado por cada uno de los interferómetros) ante la excitación del cristal piezoelectrico en forma de diente de sierra de 3 Hz y 90 V pico a pico mostrada en la *Figura III.6*. A la vista de esta figura, queda demostrado que ambos sistemas no están leyendo el mismo desplazamiento por lo que podemos concluir que el alineamiento del sistema interferométrico heterodino/homodino no es correcto ya que, tal y como ha sido concebido el experimento, la lectura tendría que ser idéntica. Vamos a estudiar esto con más detalle.

Si comparamos la lectura de ambos interferómetro con la señal de excitación (*Figura III.6*), vemos claramente que mientras el sistema homodino sigue perfectamente a la excitación, el sistema heterodino presenta un error de hasta 1/10 de franja (longitud de onda empleada  $\lambda=633$  nm) cuando se compara su salida con el interferómetro homodino. Esto es debido a un deficiente alineamiento del sistema heterodino. En vista de este resultado cabría preguntarse si podríamos haber identificado este desalineamiento del sistema heterodino (correspondiente a una mala copropagación de ambos haces debido a un deficiente alineamiento de los beam-splitters BS2 y BS3, *Figura III.5*) sin ayuda del sistema homodino y si no tuviéramos acceso a la señal de modulación.



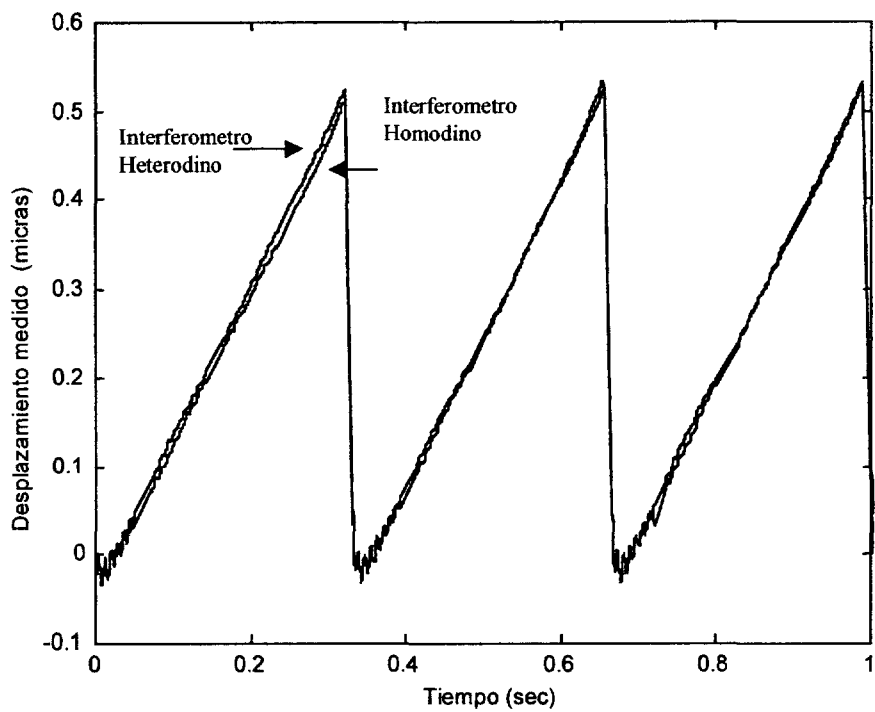
**Figura III.6** Señal de excitación del piezoelectrico (PZT)



**Figura III.7** Respuesta del Sistema Interferométrico heterodino/homodino

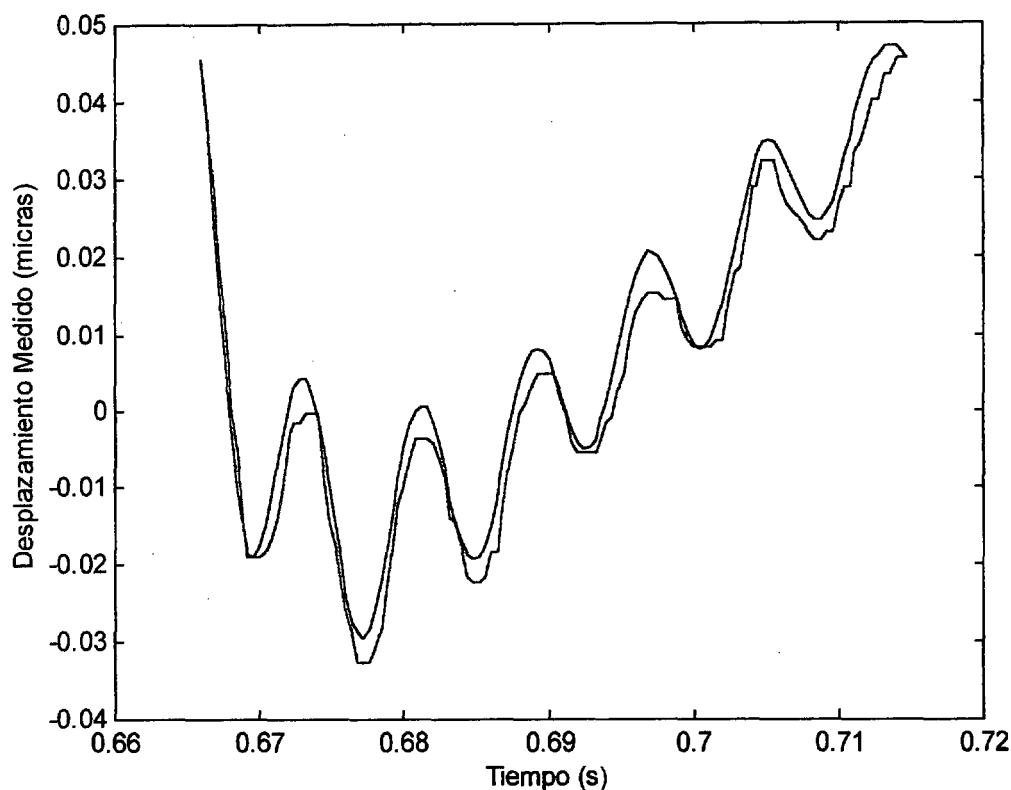
En la Figura III.8 se muestra el resultado del mismo experimento una vez que se realineó el sistema heterodino con la ayuda del sistema homodino. Aunque el desplazamiento medido en este caso es un poco menor que en el caso de la Figura III.7,

podemos ver que ahora hay una coincidencia casi perfecta entre las dos lecturas. El pequeño offset en la fase recuperada en el primer periodo de la señal en forma de diente de sierra es debido al algoritmo usado para recuperar la información del sistema homodino (inversión de la función coseno) que presenta un gran error cuando la pendiente de la señal interferométrica es cercana a cero [3.32].



**Figura III.8** Respuesta del sistema heterodino/homodino después de realizar el realineamiento.

En la Figura III.9 observamos con más detalle las oscilaciones de relajación debidas a la recuperación de la señal de excitación del piezoeléctrico y vemos claramente como son leídas exactamente por ambos interferómetros. En esta *Figura III.9* el error cuadrático medio entre la lectura del interferómetro heterodino y del interferómetro homodino es de 2.4 nm, equivalente a un error de 1/131 de franja de He-Ne ( $\lambda=633$  nm) entre los dos interferómetros. Además, en esta figura podemos también observar como la señal correspondiente al interferómetro heterodino (en azul en la figura) tiene un aspecto mucho menos ruidoso que la correspondiente al homodino (en verde). Esto pone de relieve una de las ventajas que le asignábamos a los interferómetros heterodinicos como es la mejor relación señal a ruido en detección que redunda en una mejor medida del desfase



**Figura III.9** Detalle de la figura anterior: oscilaciones de relajación. La traza azul corresponde a la lectura del interferómetro heterodino y la verde a la del homodino.

#### III.4.3. Estudio de la resolución de un sistema interferométrico heterodino con la ayuda del sistema interferométrico heterodino/homodino.

En el apartado anterior se ha estudiado el alineamiento de sistemas interferométricos heterodinicos con la ayuda del esquema interferométrico heterodino/homodino. Llegados aquí es el momento de preguntarse cuál es el límite de funcionamiento de este esquema heterodino/homodino desde el punto de vista del mínimo desfase (desplazamiento) que podemos medir con ambos interferómetros de manera conjunta.

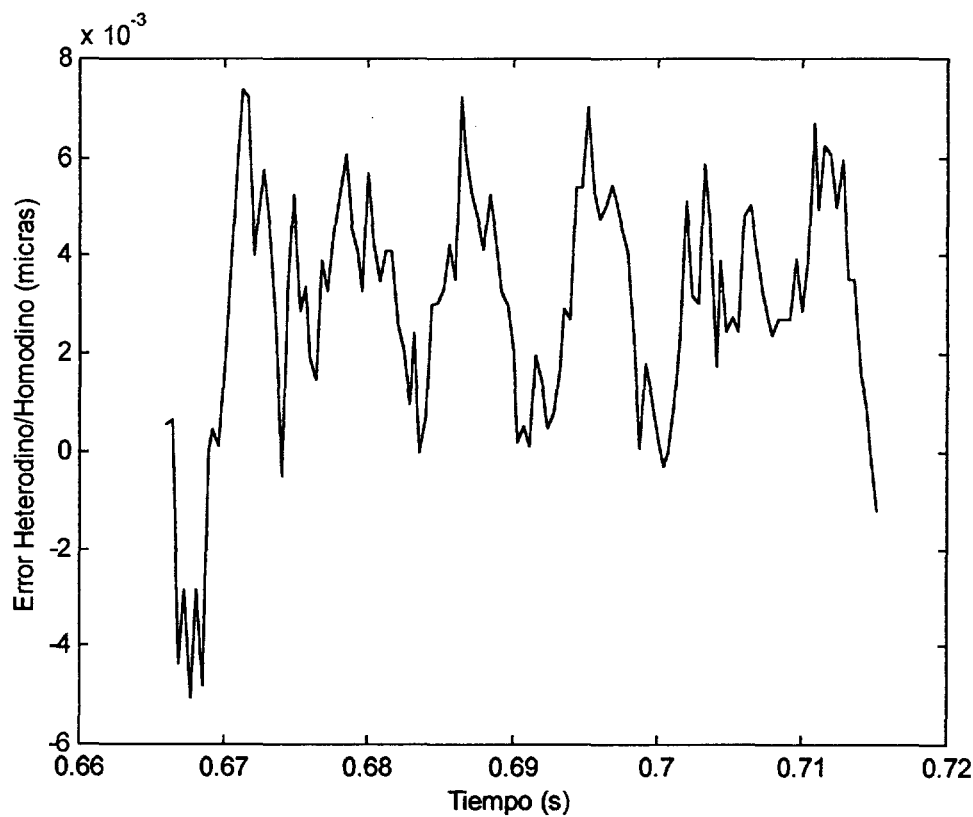
En el apartado anterior, a partir del estudio del alineamiento del sistema heterodino/homodino, se demostró la posibilidad de calibrar el esquema heterodino con la ayuda del sistema homodino en el entorno de 1/100 de franja sobre un desfase total de varias franjas, pero ¿qué es lo que impone dicho límite?

Si retomamos el esquema del experimento de la *Figura III.5* podemos observar que el interferómetro heterodino tiene una parte no común con el sistema homodino. Si bien, la excitación es común y ambos sistemas han de medir la misma variación de camino óptico, tendremos superpuestas unas vibraciones mecánicas debidas a la mesa y componentes ópticos no comunes que imponen un umbral mínimo a la hora de resolver los

desplazamientos producidos por el PZT cuando se trata de comparar las medidas de ambos interferómetros.

Sin embargo, se ha insistido en que el objetivo de diseño del interferómetro heterodino para medidas de densidades electrónicas en el TJ-II es una resolución de 1/1000 de franja que pretendemos calibrar con ayuda de este esquema. En vista del resultado anterior vamos a tener que emplear alguna técnica especial para conseguirlo.

Como se ha comentado más arriba, la parte no común a ambos interferómetros introduce unas vibraciones que se superponen a la lectura del desplazamiento con el cual estamos realizando la calibración de nuestro sistema interferométrico. En la *Figura III.10* se muestra el error (entendiendo como tal la diferencia entre el desplazamiento medido por ambos interferómetros) correspondiente a las medidas de la *Figura III.9* que vemos que tiene el aspecto típico de las oscilaciones mecánicas presentes en una mesa óptica. Un análisis de dichas oscilaciones nos muestra que las componentes frecuenciales más importantes están en el entorno de los 80 a 100 Hz.

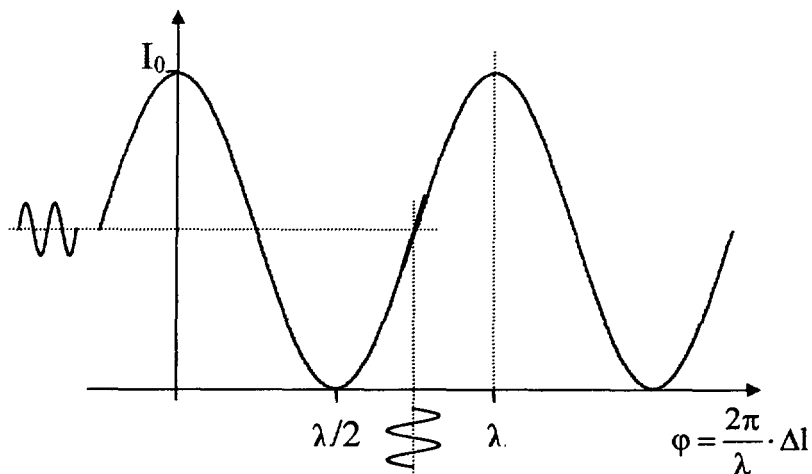


**Figura III.10** Error correspondiente a la Figura III.9.

Para estudiar la resolución de nuestro sistema interferométrico en el entorno de  $10^{-3}$  de franja nos vamos a basar en esta última observación. La idea es introducir una modulación en la diferencia de caminos ópticos a una frecuencia muy superior a la de las vibraciones presentes en nuestro sistema mecánico para posteriormente medir, mediante la

técnica lock-in en el caso del interferómetro homodino y mediante técnicas espectrales (FFT) para el heterodino, la amplitud del desplazamiento a dicha frecuencia detectado por ambos interferómetros. La frecuencia elegida es de 2.5 kHz, muy superior a la de las vibraciones mecánicas presentes en el sistema.

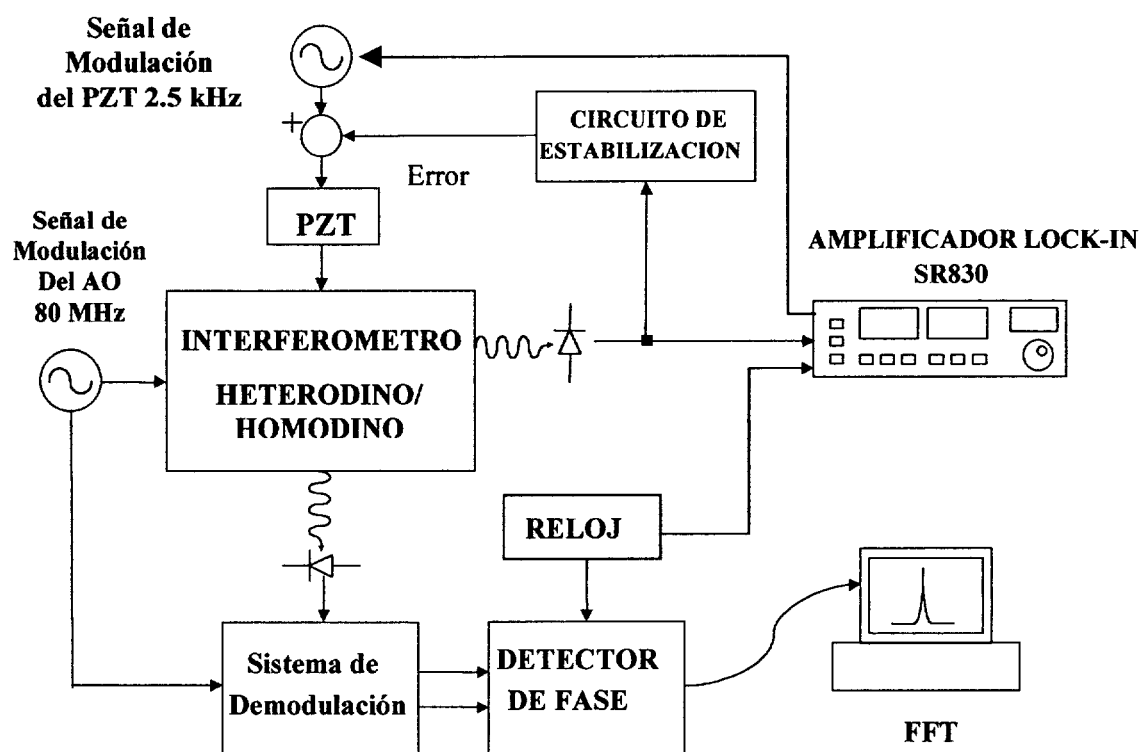
Este nuevo experimento va a forzar la modificación en el set-up interferométrico del esquema heterodino/homodino que se muestra en la *Figura III.12* cuyo principal cambio consiste en la estabilización del esquema homodino. En la *Figura III.11* se muestra la salida de un interferómetro de Michelson (homodino) en función de la diferencia de caminos poniendo de manifiesto el hecho, ya comentado en el capítulo II, de que la sensibilidad no es constante. El objetivo es estabilizar el interferómetro en el punto de máxima pendiente de la señal de salida de dicho interferómetro [3.33] y sobre ese punto de trabajo superponer una señal de modulación de la diferencia de caminos ópticos de alta frecuencia (2.5 kHz) y pequeña amplitud (en el entorno de  $10^{-3}$  de franja) según la idea que se muestra en la *Figura III.11*. En el entorno de ese punto la sensibilidad del interferómetro se puede tomar como constante lo cual va a simplificar la medida de los desplazamientos a 2.5 kHz inducidos en dicho interferómetro.



**Figura III.11** Estabilización de un interferómetro homodino.

En esta *Figura III.12* podemos observar como la señal de salida del interferómetro homodino entra, por un lado, a un circuito de estabilización que da una señal de error que se utiliza para actuar sobre el piezoeléctrico y mantener el interferómetro estabilizado en su punto de máxima sensibilidad (*Figura III.11*). Este circuito de estabilización tiene una respuesta paso-bajo por lo que sólo elimina las fluctuaciones de baja frecuencia (vibraciones, derivas por temperatura,...). Sobre esta señal de error es sobre la que se superpone la señal de modulación del PZT (2.5 kHz) para producir la variación en el camino óptico deseada (*Figura III.11*). La señal de salida del interferómetro homodino se introduce a su vez en un amplificador lock-in utilizado para medir los pequeños desfases detectados por

el interferómetro homodino. La señal del interferómetro heterodino es medida, otra vez, con el sistema de medida de fase descrito en el apartado anterior.



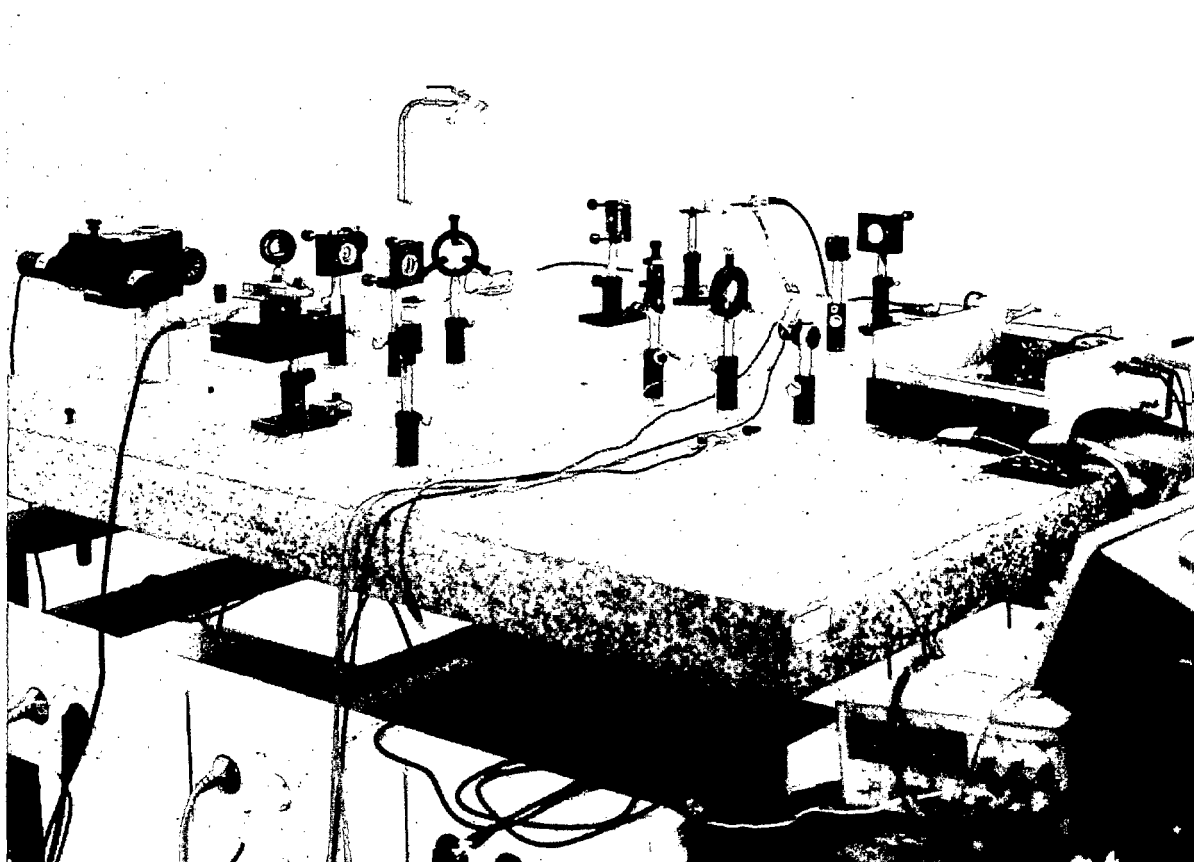
**Figura III.12** Esquema implementado para el estudio de la resolución del sistema heterodino.

Un último detalle. En la *Figura III.12* se muestra cómo la señal de modulación que se introduce al PZT (2.5 kHz) y generada por el amplificador lock-in está enganchada en fase (en realidad es un submúltiplo) con la señal de muestreo del detector de fase del sistema heterodino (reloj). El objetivo es facilitar el posterior análisis y comparación con la señal de salida del interferómetro heterodino, pues de esta manera la amplitud de la componente correspondiente a la frecuencia de modulación de la Transformada Rápida de Fourier o FFT (Fast Fourier Transform) de la señal de salida del interferómetro heterodino es la amplitud del desplazamiento medido [3.34].

En la *Figura III.13* se muestra una fotografía de este último experimento instalado en los laboratorios del Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser de la Universidad Carlos III de Madrid. Se puede observar como todo el sistema interferométrico se halla sobre una mesa de granito para que el sistema sea lo más estable posible e inmune a vibraciones mecánicas acopladas desde el suelo del laboratorio. En esta figura, además, se puede observar a la derecha el sistema de detección de fase descrito en el apartado anterior, el PC



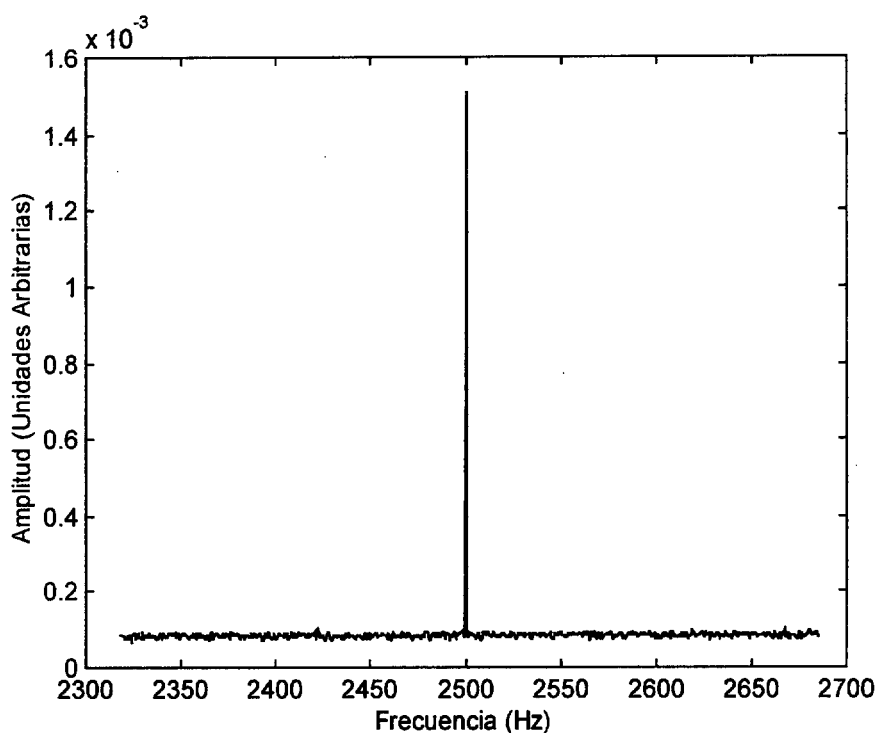
de adquisición de datos está justamente a su derecha (fuera de la foto) mientras que debajo de la mesa se encuentra el amplificador lock-in junto con la electrónica diseñada para la estabilización del interferómetro.



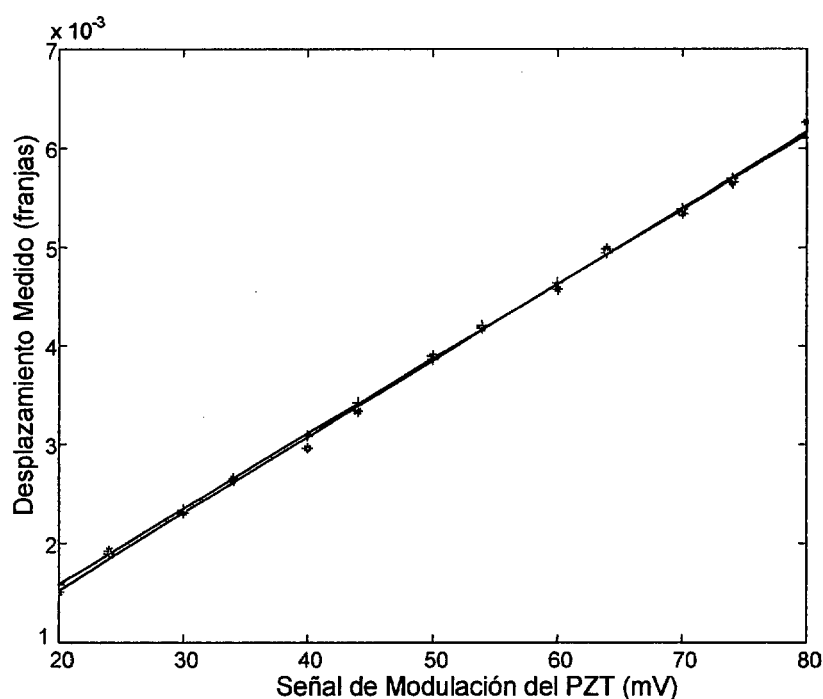
**Figura III.13** Esquema del experimento interferométrico Heterodino/Homodino

En la *Figura III.14* se muestra el aspecto de la FFT de la señal de salida del interferómetro heterodino con el pico a 2.5 kHz que es la frecuencia de la señal introducida al piezoeléctrico. Observamos a su vez que no hay ninguna componente a frecuencias cercanas por lo que se comprueba que las vibraciones mecánicas del sistema no presentan componentes en el entorno de nuestra frecuencia de modulación, permitiéndonos el estudio de la resolución de nuestro sistema para desfases muy pequeños.

Así en la *Figura III.15* observamos el resultado de la calibración de nuestro sistema heterodino/homodino en el entorno de  $10^{-3}$  de franja. En dicha figura se representa la amplitud del desplazamiento del espejo medido por ambos interferómetros en función de la tensión de excitación del PZT. Como podemos observar en dicha figura la coincidencia entre ambos interferómetros es muy grande con un error de pendiente entre las rectas de mínimos cuadrados correspondiente a las medidas de ambos interferómetros del orden de  $10^{-6}$  franjas.



**Figura III.14** Aspecto de la FFT de la señal de salida del Interferómetro Heterodino.  
Frecuencia de Modulación 2.5 kHz



**Figura III.15** Resultado de la calibración del interferómetro Heterodino/homodino para pequeños desfases. En la figura se muestran los puntos de calibración para el interferómetro heterodino (\*) y homodino (+), así como las correspondientes rectas de mínimos cuadrados.

Es importante destacar que en esta calibración el límite viene dado por la resolución del sistema de detección heterodino (ver apartado anterior) que es de  $10^{-3}$  de franja. En este

sentido cabría preguntarse cuál sería el límite teórico último de resolución del sistema heterodino asumiendo como tal el desplazamiento mínimo detectable. Si asumimos detección en el límite de ruido shot y para una relación S/N unidad esta viene dada por [3.35]:

$$\Delta I_{\min} = \frac{\lambda}{2\pi} \left( \frac{2hcBM^x}{P_o\lambda\eta} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \text{III.10}$$

donde hemos tenido en consideración el factor de exceso de ruido ( $M^x$ ) ya que estamos usando un APD [3.36].

En esta Ecuación III.10  $\lambda$  es la longitud de onda del láser (633 nm en nuestro caso),  $h$  es la constante de Planck,  $c$  es la velocidad de la luz,  $B$  es el ancho de banda electrónico (en este caso 15 kHz),  $P_o$  la potencia media incidente en el detector (0.1 mW),  $M$  la ganancia del APD (30 en nuestro experimento),  $x$  la figura de exceso de ruido (0.3) y  $\eta$  la eficiencia cuántica del detector (0.7). En nuestro sistema esto nos da un desplazamiento mínimo detectable teórico de  $3 \times 10^{-6}$  de franja.

#### III.4.4. Discusión.

En este apartado se ha estudiado el segundo aspecto de relevancia que identificamos a la hora de estudiar la aplicación de un sistema interferométrico láser con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II. Este aspecto tiene que ver con la resolución de los sistemas interferométricos heterodinios y la posibilidad de conseguir la precisión requerida para nuestra aplicación. Para ese estudio se ha descrito el experimento interferométrico heterodino/homodino con el que se ha estudiado el alineamiento de los sistemas heterodinios y se ha calibrado su funcionamiento para el entorno de  $10^{-3}$  de franja, comprobándose la posibilidad de usar este tipo de técnicas para la medida de densidades electrónicas en máquinas de fusión de pequeño tamaño donde los desfases a medir debidos al plasmas son muy pequeños (del orden de  $10^{-1}$  a  $10^{-2}$  de franja de  $\text{CO}_2$ ).

Este experimento interferométrico heterodino/homodino que ha demostrado la viabilidad de nuestra aproximación posee también aplicaciones en otros campos donde se usa la técnica interferométrica heterodina, pues describe un método directo de calibración de sistemas heterodinios de aplicación en aquellos experimentos donde no se posee un método sencillo de calibración de los mismos. En ese sentido cabría la posibilidad de utilizar esquemas de este tipo en otros campos de conocimiento como son el estudio de vibraciones mecánicas, medida de deformaciones, sistemas con fibra óptica, etc.

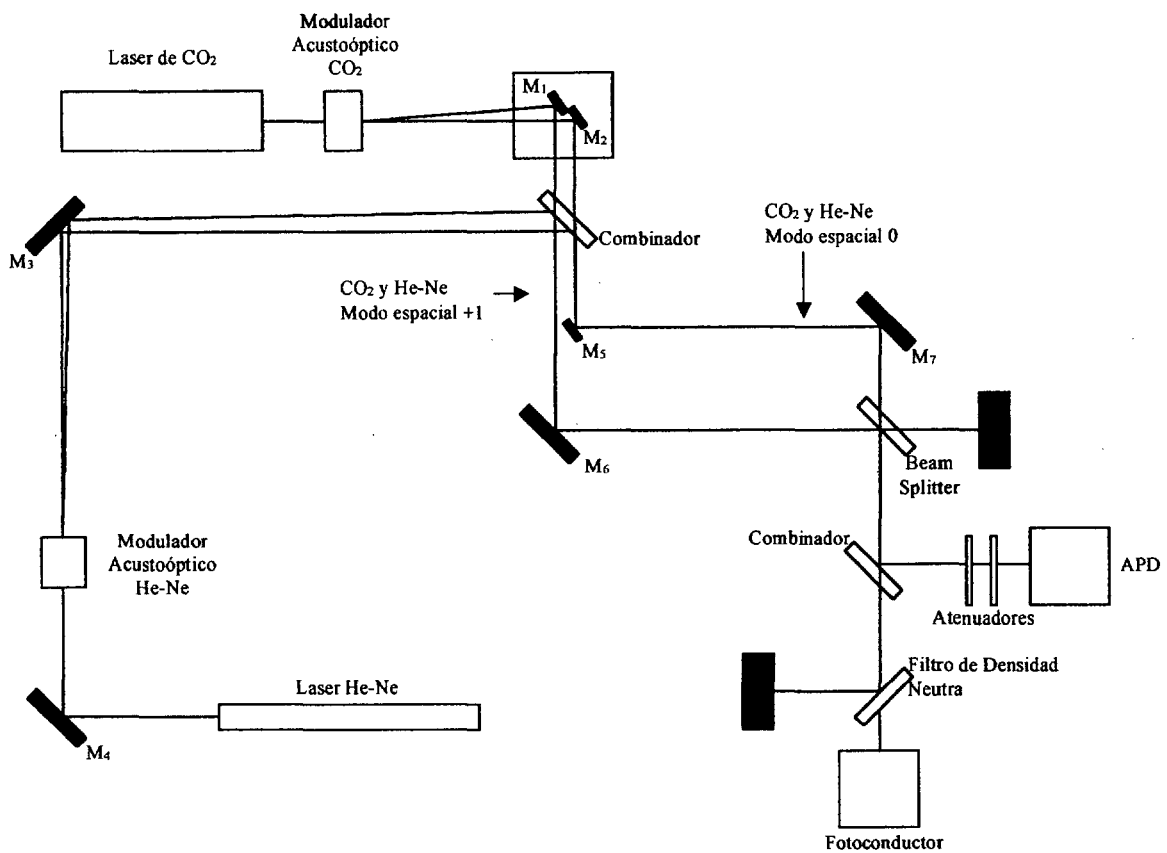
### **III.5. Medidas de fase en un prototipo de interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda, CO<sub>2</sub> y He-Ne, para el TJ-II.**

En este último apartado se va a tratar el tercer aspecto que identificábamos como crucial a la hora de garantizar el buen funcionamiento de un sistema de interferometría láser con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II. Este tercer aspecto tiene que ver con el límite de substracción de las vibraciones mecánicas en un sistema interferométrico de este tipo pues, como se indicó en su momento, resulta crucial para conseguir la resolución deseada en la medida de densidad electrónica. Así, en el presente apartado se va a describir el experimento interferométrico con dos longitudes de onda montado en los laboratorios del Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser de la Universidad Carlos III de Madrid para estudiar el límite máximo de substracción de señal interferométrica entre las dos longitudes de onda utilizadas. A partir de los resultados obtenidos podremos estimar la resolución esperada en el interferómetro láser heterodino para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II.

Además el experimento que se presenta tiene dos objetivos adicionales. En primer lugar se pretende sobre este sistema interferométrico caracterizar todos los elementos ópticos y electrónicos que forman parte del mismo para evaluar su posterior instalación en el sistema interferométrico definitivo del Stellarator TJ-II. La información que saquemos de este experimento será de aplicación directa al sistema definitivo. En segundo lugar se pretende estudiar diversos parámetros de influencia que podrían afectar al buen funcionamiento del sistema. Entre estos se hayan la influencia en la substracción de las vibraciones mecánicas de la diferencia de caminos ópticos y de los posibles cambios en la longitud onda de emisión de los emisores láser.

#### **III.5.1. Descripción del sistema interferométrico con dos longitudes de onda CO<sub>2</sub> y He-Ne.**

En la *Figura III.16* se muestra el esquema interferométrico con dos longitudes de onda (CO<sub>2</sub>,  $\lambda=10.6\ \mu\text{m}$ ) y He-Ne ( $\lambda=633\ \text{nm}$ ) para el estudio de la substracción de las vibraciones mecánicas. Como se ha indicado más arriba, para este experimento se van a utilizar los mismos láseres, óptica y sistema de detección que se emplearán para el sistema definitivo instalado en el Stellarator TJ-II.



**Figura III.16** Esquema del Prototipo de Interferómetro Heterodino a dos colores.

En esta *Figura III.16* podemos observar, en primer lugar, los dos láseres que van a servir como fuentes de luz para el sistema con dos longitudes de onda. El láser de CO<sub>2</sub> es de la casa Synrad y presenta 10 W de potencia a la salida mientras que el de He-Ne es de la casa Melles Griot y de 25 mW de potencia. El haz de salida de cada uno de los emisores es introducido en los respectivos moduladores acustoópticos (ambos de la casa IntraAction Corp.) con el doble objetivo (como ya se vio en el caso del interferómetro heterodino/homodino) de separar los haces de medida y referencia y conseguir el desplazamiento de frecuencia de uno de los haces. Se hace notar en este esquema que el ángulo de salida de los dos órdenes del modulador acustoóptico correspondientes al láser de CO<sub>2</sub> (52 mrad) es mucho mayor que en el que proviene del He-Ne (14.4 mrad). Esto fuerza la prolongación del camino recorrido por los dos órdenes correspondientes a la longitud de onda más corta (He-Ne,  $\lambda=633$  nm) antes de combinarlos con el CO<sub>2</sub>. Para intentar paliar en lo posible este efecto y obtener un esquema más compacto, es decir minimizar el camino que hay que propagar los dos órdenes correspondientes al He-Ne, se optó por una frecuencia de modulación mayor en el caso del He-Ne (80 MHz frente a los 40 MHz para el caso del CO<sub>2</sub>) consiguiendo de esta manera incrementar un factor dos el ángulo de salida de los haces del modulador acustoóptico correspondiente al láser de He-Ne.

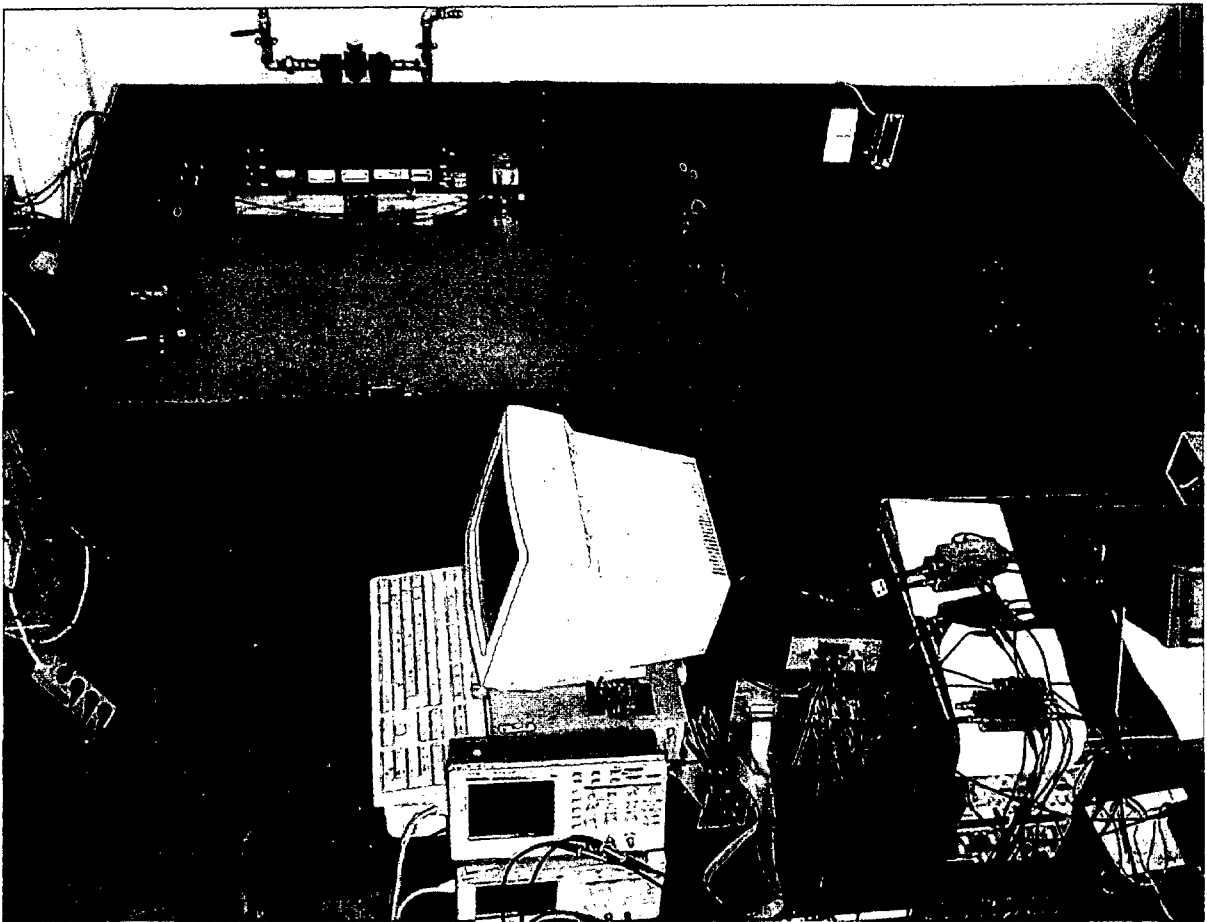
Una vez obtenidos los dos órdenes separados espacialmente y en frecuencia a la salida de los moduladores acustoópticos correspondientes, estos son redireccionados con ayuda del espejo M3, en el caso del He-Ne, y M1 y M2, en el caso del CO<sub>2</sub> para proceder a su combinación en el elemento indicado como Combinador en la *Figura III.16*. Este elemento óptico es una lámina de ZnSe que presenta una alta reflectividad a la longitud de onda correspondiente al láser visible ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) mientras que transmite totalmente la radiación correspondiente al infrarrojo ( $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$ ). Mediante el ajuste de la posición de los espejos M1 y M2 y el combinador en sí, se consigue hacer colineales los dos órdenes correspondientes a cada una de las longitudes de onda. De esta manera, a la salida del combinador tenemos ya ambas longitudes de onda propagándose en idéntica dirección. Hay que indicar que este ajuste es crítico y se necesita proceder de manera iterativa hasta que se consigue la perfecta colinealidad de ambas longitudes de onda para cada uno de los brazos del interferómetro heterodino.

A partir de este combinador comienza lo que sería el esquema interferométrico en sí que, como vemos, es un esquema de Mach-Zehnder heterodino compuesto por los espejos M5 y M7, brazo de medida (CO<sub>2</sub> y He-Ne modo espacial cero) y M6, brazo de referencia (CO<sub>2</sub> y He-Ne modo espacial +1). La recombinación se lleva a cabo en el Beam-splitter de recombinación diseñado para presentar una reflectividad del 50% a ambas longitudes de onda. Una vez que tenemos la salida del interferómetro hay que separar ambos colores mediante un combinador idéntico al utilizado para hacerlos colineales. La señal correspondiente a la longitud de onda del He-Ne tras ser reflejada es atenuada por medio de dos atenuadores (con el objetivo de reducir el nivel de señal en el detector a los valores previstos para el sistema definitivo) y se hace incidir en un fotodiodo de avalancha APD, idéntico al utilizado en el sistema heterodino/homodino. En dicha *Figura III.16* también podemos observar como la señal correspondiente al infrarrojo es atenuada con un filtro de densidad neutra (densidad equivalente al 1%) para realizar la detección con un fotoconductor de HgCdTe. Este fotoconductor es así mismo el que se utilizará en el sistema definitivo y sus características se muestran en el Apéndice 1.

Como se puede observar en el esquema de la *Figura III.16* no hay previsto en este sistema ninguna manera de modular la diferencia de caminos ópticos. Esto no es preciso pues el objeto de este experimento, como ya se indicó, es estudiar el efecto de las vibraciones mecánicas inducidas en el interferómetro y la posibilidad de substracción mediante el uso de ambas longitudes de onda.

Para finalizar con la descripción de este sistema interferométrico se muestra en la *Figura III.17* una fotografía del mismo. En dicha figura (orientada según el esquema mostrado en la *Figura III.16* por claridad) podemos observar todos los elementos indicados

anteriormente y, en primer plano, el sistema de detección de fase y adquisición que se utilizará para llevar a cabo los estudios de substracción de las vibraciones mecánicas.

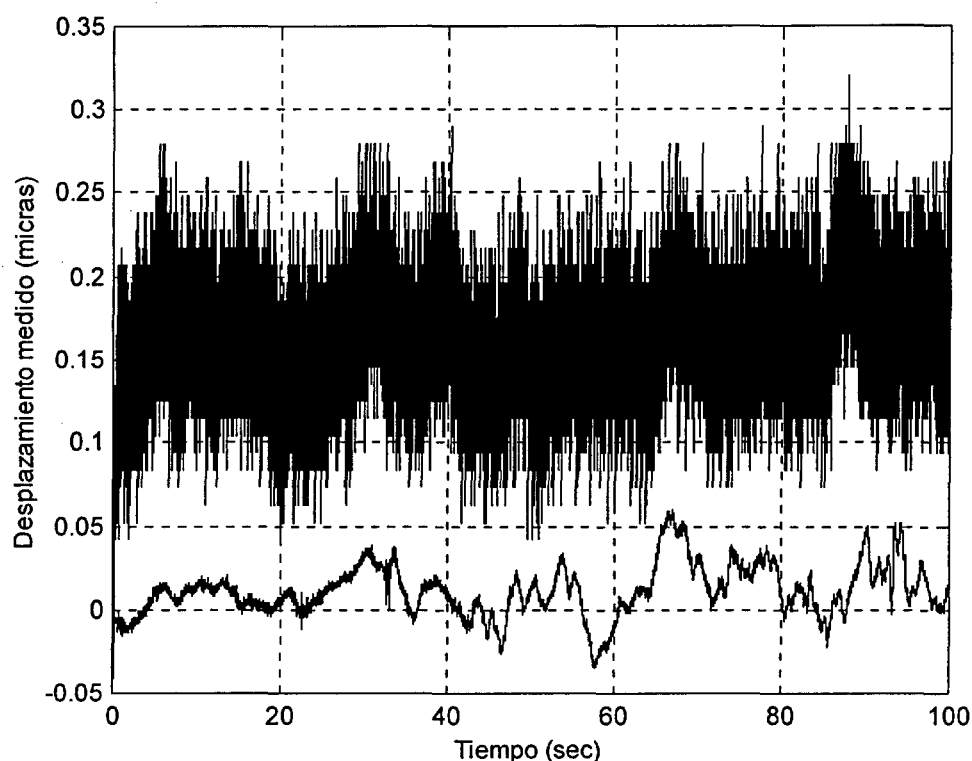


**Figura III.17** Fotografía del prototipo de interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda.

### III.5.2. Estudio de la substracción de las vibraciones mecánicas.

Sobre este esquema interferométrico heterodino con dos longitudes de onda anteriormente descrito se efectuaron varios experimentos con el objeto de caracterizar el funcionamiento de este tipo de sistemas desde el punto de vista de la substracción de las vibraciones mecánicas. Es el objetivo de este apartado el mostrar las diversas pruebas que se llevaron a cabo.

En la *Figura III.18* se muestran los primeros resultados obtenidos. En esta figura se muestra el desplazamiento medido en estática por ambas longitudes de onda, habiéndose desplazado una de las trazas por claridad. Como podemos observar la traza correspondiente a la medida con el infrarrojo (traza superior) es mucho más ruidosa que la correspondiente al láser de He-Ne por lo que la substracción es bastante deficiente.



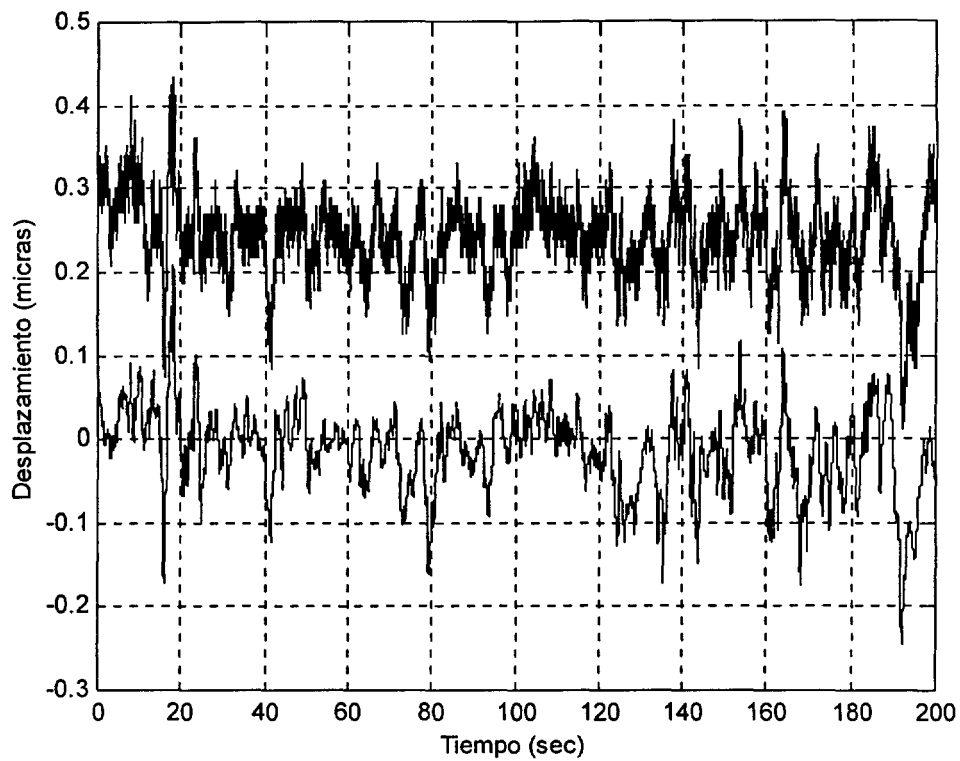
**Figura III.18** Vibraciones medidas por ambas longitudes de onda en estática. Traza superior CO<sub>2</sub>, traza inferior He-Ne.

La razón para este mal comportamiento de la señal interferométrica correspondiente al láser de CO<sub>2</sub> proviene de la deficiente relación señal a ruido a la entrada del sistema de detección. Como se comentó durante la descripción del mismo, para obtener la resolución deseada de 1/1000 de franja se debe garantizar una relación S/N > 41 dB en toda la cadena de detección [3.18]. En este caso, el origen de este ruido era interferente debido a un mal apantallamiento de la electrónica de detección. Para solucionar este problema se realizaron las correspondientes modificaciones consistentes en un filtrado de todas las alimentaciones y la mejora del apantallamiento, comprobándose una sustancial mejora en la medida que queda reflejada en los resultados de la *Figura III.19*. Como se puede observar en esta *Figura III.19*, la señal correspondiente al CO<sub>2</sub> ha mejorado ostensiblemente respecto al caso anterior aunque todavía la relación S/N para el canal del CO<sub>2</sub> no está optimizada.

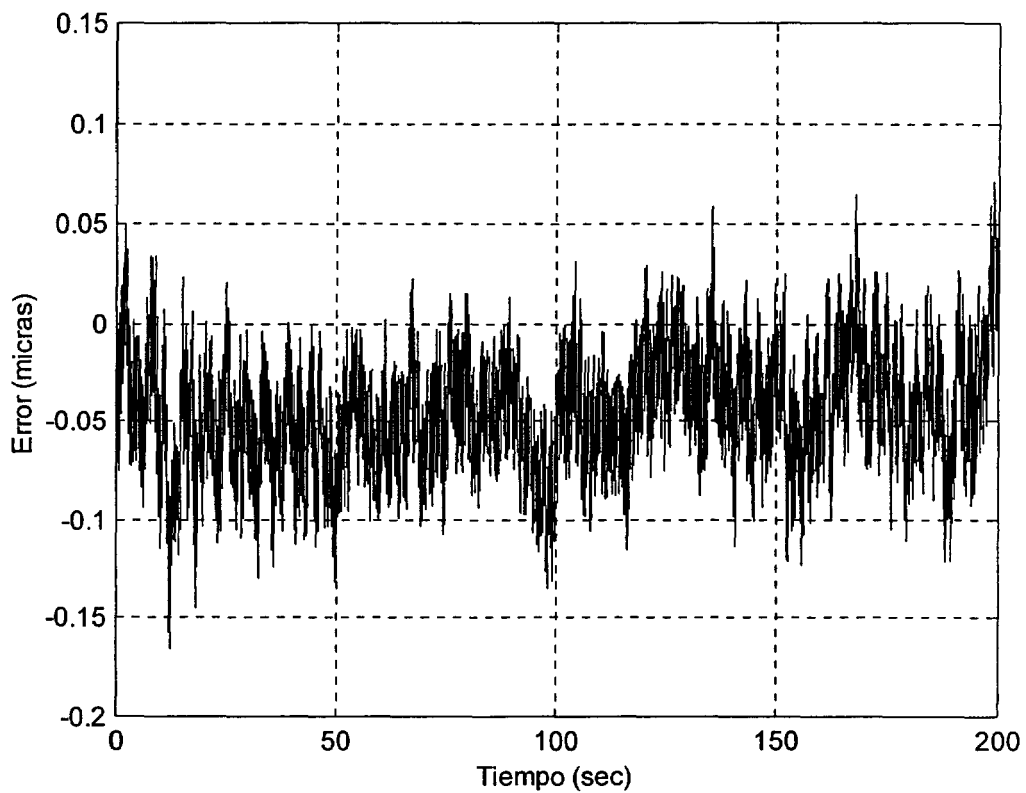
Para completar el estudio, en la *Figura III.20* se representa el error en la substracción de las vibraciones mecánicas para las medidas representadas en la *Figura III.19* definido como:

$$\text{Error} = \varphi_{\text{CO}_2} \lambda_{\text{CO}_2} - \varphi_{\text{He-Ne}} \lambda_{\text{He-Ne}} \quad \text{III.11}$$





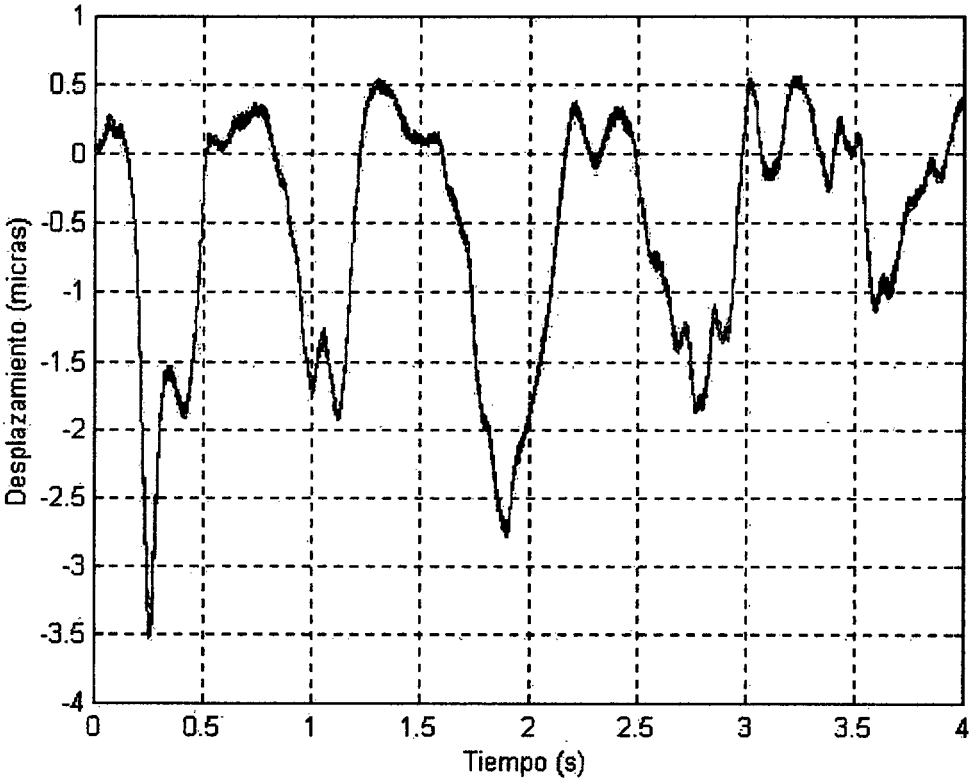
**Figura III.19** Vibraciones medidas por ambas longitudes de onda en estática. Traza superior  $\text{CO}_2$  traza inferior He-Ne.



**Figura III.20** Error de Substracción en estática del sistema con dos longitudes de onda para los resultados de la Figura III.19.

El error de substracción que se muestra en la *Figura III.20* tiene un valor cuadrático medio de 1/373 de franja de CO<sub>2</sub>, valor muy cercano a los objetivos de substracción planteados en el diseño de nuestro sistema láser interferométrico para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II (recordemos que teníamos que realizar la medida de densidad electrónica con una resolución de 1/1000 de franja de CO<sub>2</sub>). El aspecto de esta señal nos muestra que aunque la substracción está en los niveles deseados, no se realiza la cancelación total de las vibraciones mecánicas.

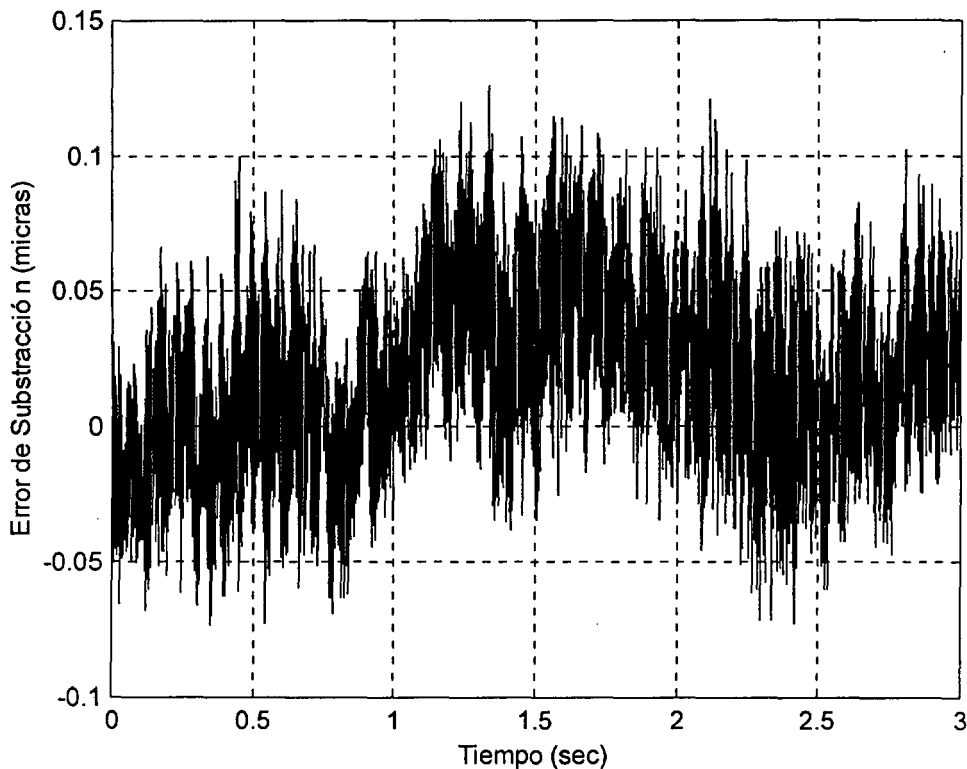
Sin embargo, como se ha indicado a lo largo de este capítulo, para un correcto funcionamiento del sistema interferométrico en su aplicación para la medida de densidades electrónicas, el nivel de substracción de las vibraciones mecánicas no se ha de mantener solamente en estática sino en presencia de desplazamientos importantes en los componentes del interferómetro. Por esa razón se realizó el experimento cuyo resultado se muestra en la *Figura III.21*. En dicho test se ha forzado el desplazamiento del espejo marcado como M7 en el esquema de la *Figura III.16* de manera que se desplace el equivalente de varias franjas de interferencia de He-Ne.



**Figura III.21** Respuesta del prototipo de interferómetro heterodino a dos colores ante el desplazamiento de uno de los espejos. La traza azul corresponde al desplazamiento medido con el CO<sub>2</sub> y la verde al medido con el He-Ne

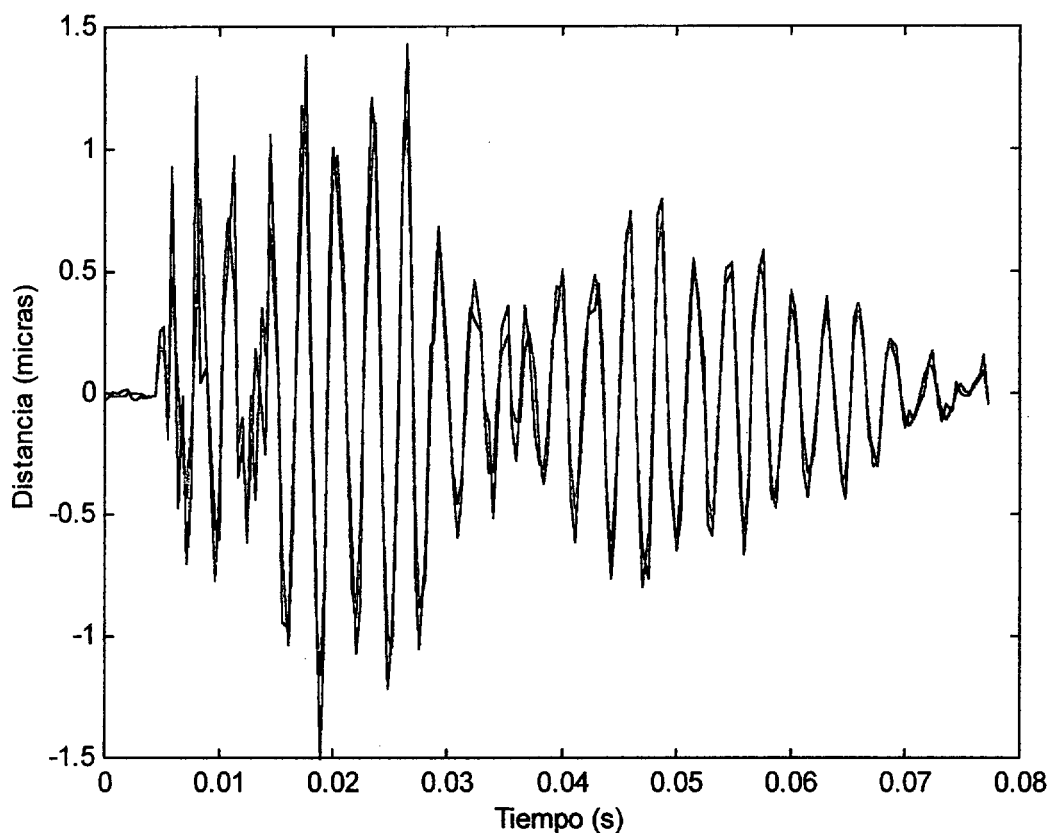
Como se puede observar en dicha *Figura III.21*, ambas longitudes de onda siguen perfectamente el desplazamiento del espejo, permitiéndonos realizar la substracción de las

vibraciones mecánicas. El error de substracción correspondiente a esta *Figura III.21* se muestra en la *Figura III.22* calculado según lo indicado en la Ecuación III.11. En este caso el valor cuadrático medio del error durante esos tres segundos es  $1/328$  de franja de  $\text{CO}_2$ , equivalente a unas 0.03 micras.



**Figura III.22** Error de substracción correspondiente al experimento mostrado en la *Figura III.21*

El último experimento realizado sobre este sistema interferométrico para estudiar el límite de cancelación de las vibraciones mecánicas de los sistemas con dos longitudes de onda pretende estudiar la respuesta en frecuencia del mismo. Para ello se simulaban transitorios mecánicos golpeando la mesa óptica en un lugar cercano al beam-splitter de recombinación para estudiar la respuesta del interferómetro. Los resultados se muestran en la *Figura III.23* donde podemos observar como ambas longitudes de onda siguen perfectamente y en fase las vibraciones inducidas por los transitorios mecánicos en los diversos componentes del interferómetro.



**Figura III.23** Respuesta del prototipo de interferómetro heterodino con dos colores ante un transitorio mecánico producido en la mesa óptica. La línea azul corresponde al desplazamiento medido con el CO<sub>2</sub> y la verde al medido con el He-Ne

En conclusión, en el presente apartado se ha mostrado la viabilidad del uso de sistemas con dos longitudes de onda basados en el infrarrojo próximo (CO<sub>2</sub>,  $\lambda = 10.6 \text{ m}$ ) y visible (He-Ne,  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) para la medida de densidades electrónicas en máquinas de baja densidad. Este prototipo ha demostrado un límite de substracción de las vibraciones mecánicas del orden de 1/300 de franja de CO<sub>2</sub> equivalente a una resolución en la medida de densidad electrónica en el entorno de  $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  para el TJ-II.

### III.5.3. Estudio de la influencia de la longitud de onda del láser de CO<sub>2</sub>.

Como se comentó en la introducción del presente capítulo, el objetivo de usar sistemas con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en dispositivos de fusión busca la obtención de sistemas compactos, robustos y de bajo coste. En este sentido, se optó por la adquisición de un láser de CO<sub>2</sub> no estabilizado en longitud de onda teniendo en cuenta que los láseres de CO<sub>2</sub> estabilizados en longitud de onda presentan saltos de modos espaciales que implican inestabilidades en el perfil espacial del haz de salida y por tanto el deterioro de la señal interferencial a la salida del interferómetro.

Los experimentos que se han detallado en apartados anteriores se han realizado con un láser de CO<sub>2</sub> excitado por radiofrecuencia y que no tiene ningún elemento de selección de la longitud de onda de salida. Estos láseres de CO<sub>2</sub> pueden operar en varias líneas [3.37], siendo muy sensible el espectro de emisión de los mismos a la temperatura [3.38]. En relación con esto debemos señalar que aunque el sistema está diseñado para estar lo más cerca posible de diferencia de caminos nula para evitar los efectos de posibles saltos en la longitud de onda (ver *Figura III.16*), ésta no es exactamente cero.

Supongamos que se produce un salto en la longitud de onda de valor  $\Delta\lambda$ . Al mantenerse la diferencia de caminos,  $\Delta L$ , constante, la fase a la salida del interferómetro antes y después de producirse el salto toman el valor:

$$\Delta L = \frac{\varphi}{2\pi} \lambda$$

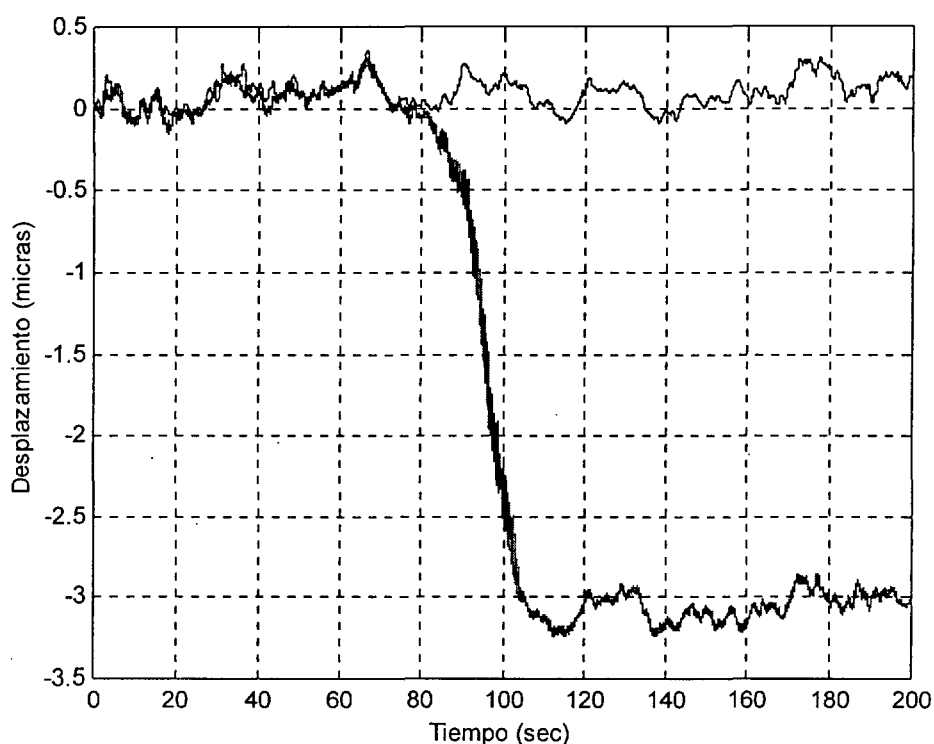
$$\Delta L = \frac{\varphi'}{2\pi} (\lambda + \Delta\lambda) = \frac{\varphi'}{2\pi} \lambda + \frac{\varphi'}{2\pi} \Delta\lambda \quad \text{III.12}$$

por lo que ese salto de longitud de onda ( $\Delta\lambda$ ) implica un salto en la fase de valor:

$$\Delta\varphi = \varphi' \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \quad \text{III.13}$$

Este salto de fase es leído como un desplazamiento por parte del canal correspondiente al infrarrojo (CO<sub>2</sub>) que no tiene su equivalente en el He-Ne. En la *Figura III.24* se muestra la salida del interferómetro, expresada en unidades de desplazamiento (micras) durante un salto en la longitud de onda del láser de CO<sub>2</sub>.

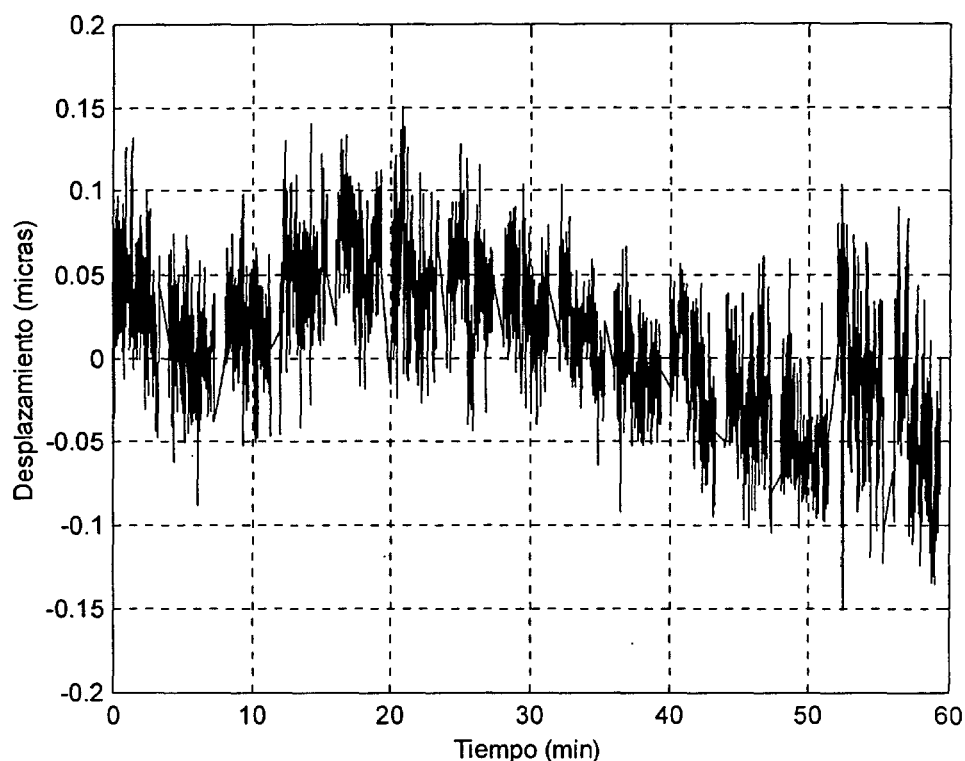
Como se puede observar en esta *Figura III.24*, un salto en la longitud de onda durante una descarga del Stellarator TJ-II supondría la imposibilidad de realizar la medida de densidad electrónica al superponerse el desfase dado por la Ecuación III.13 al debido a la densidad ya que éste no es posible restarlo con la longitud de onda de substracción (*Figura III.24*). En ese sentido ha sido muy importante caracterizar el comportamiento del láser de CO<sub>2</sub> desde el punto de vista de estabilidad de la longitud de onda para evaluar la frecuencia de estos saltos y su influencia en las medidas de fase.



**Figura III.24** Salto de línea del láser de CO<sub>2</sub>. En verde señal correspondiente al CO<sub>2</sub>. En azul, señal correspondiente al He-Ne.

La estabilidad en la longitud de onda de salida de los láseres de CO<sub>2</sub> depende fuertemente de la temperatura. Para evaluar este comportamiento se estudió la evolución de la longitud de onda después de varias horas de funcionamiento para asegurar que el láser alcanza una temperatura estable de operación y para diversos caudales de agua de refrigeración. Para hacer el sistema más sensible a dichos saltos y que estos sean rápidamente identificables se forzó una diferencia de caminos ópticos,  $\Delta L$ , de 12 cm.

En la *Figura III.25* se muestra la evolución del error de substracción durante una hora tras operar el láser previamente durante otras dos horas con un caudal en el circuito de refrigeración de 2.3 l/min. Como se puede observar en dicha figura, no se observa ningún salto en la longitud de onda del láser de CO<sub>2</sub> (que se identificaría como un salto en el error de substracción, ver *Figura III.24*). Varias series de experimentos llevados a cabo durante toda una semana de operación, demostraron que al cabo de dos horas de funcionamiento y a un caudal de refrigeración de 2.3 l/min podemos esperar menos de un salto en la longitud de onda por hora. Al ser estos saltos muy rápidos (20-25 segundos), se puede garantizar la operatividad de este sistema el 99% del tiempo.



**Figura III.25** Evolución del error de substracción durante una hora tras el calentamiento.

#### III.5.4. Discusión.

En el presente apartado se han presentado los resultados de un sistema interferométrico láser con dos longitudes de onda instalado en los laboratorios del Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser de la Universidad Carlos III de Madrid para estudiar los límites de substracción de vibraciones mecánicas en este tipo de sistemas a la hora de usarlos como diagnóstico para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II.

En esta línea se ha demostrado la capacidad de substraer vibraciones y desplazamiento mecánicos con un error del orden de  $1/300$  de franja de  $\text{CO}_2$ , suficiente para la aplicación mencionada. A la vez se ha identificado un posible problema a la hora de operar estos sistemas como son los saltos en la longitud de onda de salida del láser de infrarrojo ( $\text{CO}_2$ ) pero, tras un exhaustivo estudio del comportamiento del espectro de emisión del láser y su evolución con el tiempo a diversos niveles de refrigeración, se ha logrado identificar los parámetros que permiten estabilizar la respuesta del mismo desde el punto de vista de la longitud de onda de salida. A partir de estos experimentos se puede estimar una fiabilidad para la medida de densidades electrónicas del 99% del tiempo.

### **III.6. Conclusiones.**

En este capítulo se han planteado las diversas opciones para el diagnóstico interferométrico de medida de densidades electrónicas para la segunda fase de operación del Stellarator TJ-II (calentamiento por haces neutros). Las posibles opciones, en función de los parámetros de densidad esperados, son el uso de un sistema basado en fuentes láser en el infrarrojo lejano (FIR,  $\lambda \approx 200 \mu\text{m}$ ) o un sistema con dos longitudes de onda que usa como longitud de onda de medida un láser de infrarrojo medio ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ). Tras estudiar las restricciones que en el diseño del sistema interferométrico imponen cada una de las alternativas (FIR e IR) se ha optado por la instalación, por primera vez en un Stellarator, de un diagnóstico interferométrico para la medida de densidad electrónica basado en un láser de  $\text{CO}_2$  con compensación de vibraciones con un láser de He-Ne ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ).

Esta decisión, sin embargo, ha implicado identificar los parámetros de diseño fundamentales de este sistema con el objetivo de obtener la resolución en la medida de densidad electrónica requerida de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ , equivalente a una resolución en la medida de fase de 1/500 de franja de  $\text{CO}_2$ . En primer lugar ha habido que diseñar un sistema de detección de fase para interferometría heterodina de alta precisión (resolución 1/1000 de franja) y con capacidad de medida de desfases de varias veces  $2\pi$  (varias franjas). En segundo lugar se ha realizado la calibración de un sistema interferométrico heterodino con ayuda de un esquema homodino que nos ha permitido estudiar el comportamiento de los sistemas heterodinicos frente a la medida de desfases en ese entorno de 1/1000 de franja. Por último se ha estudiado sobre un prototipo de interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda los niveles de substracción de vibraciones mecánicas que pueden ser obtenidos en este tipo de sistemas obteniéndose unos niveles de cancelación de dichas vibraciones en el entorno de 1/300 de franja de  $\text{CO}_2$ . Además, este último experimento nos ha permitido estudiar la influencia del comportamiento de la longitud de onda de emisión del láser de  $\text{CO}_2$  en el correcto funcionamiento del sistema.

Los resultados obtenidos a partir de estos experimentos realizados para el estudio de los aspectos mencionados, nos han dado las claves para el diseño definitivo del sistema interferométrico para la medida de densidades electrónicas al garantizamos con un láser de  $\text{CO}_2$  sin estabilización de longitud de onda una fiabilidad del 99% del tiempo en la medida de fase con un nivel de substracción en el entorno de 1/300 de franja de  $\text{CO}_2$ , dentro de los límites requeridos equivalente a una resolución en la medida de densidad de  $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . En este sentido el último experimento descrito ha servido también para evaluar los láseres (tanto el de  $\text{CO}_2$  como el de He-Ne) los componentes ópticos (espejos, combinadores, beam-splitters) y los electrónicos (moduladores acustoópticos, sistemas de detección) que



formarán parte del sistema definitivo a instalar en el TJ-II que se estudia en el capítulo siguiente de la presente tesis.



# **Capítulo IV. Instalación y Operación de un Sistema de Interferometría Láser para Medida de Densidades Electrónicas en el Stellarator TJ-II.**

## ***IV.1. Introducción.***

En el presente capítulo se van a describir el diseño, la instalación y los primeros resultados de medida de densidades electrónicas del interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda del Stellarator TJ-II. Los resultados de este capítulo nos van a permitir evaluar esta opción de dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en máquinas de tamaño medio frente al uso de técnicas FIR. Para ello a lo largo del capítulo se va a hacer hincapié en los elementos fundamentales de diseño de dicho interferómetro y, sobre todo, en los aspectos relativos a su instalación en un entorno tan hostil como es una máquina de las características del Stellarator TJ-II. Antes de detallar el esquema final, se comentarán los aspectos fundamentales de diseño de elementos como el espejo superior del brazo de medida o el periscopio que son fundamentales a la hora de conseguir un funcionamiento óptimo del sistema. Debido a que el punto de partida para el diseño final del sistema interferométrico son los resultados mostrados en el capítulo anterior, este capítulo se orientará fundamentalmente a la descripción de la instalación, puesta a punto y operación del interferómetro en el entorno de la máquina TJ-II.

Así, comenzamos con una pequeña presentación del experimento TJ-II haciendo especial énfasis en los sistemas de diagnósticos complementarios al sistema de interferometría láser y nos sirven para comprobar su buen funcionamiento en la medida de densidades electrónicas. A continuación se procede a describir los aspectos fundamentales de diseño del sistema interferométrico, haciendo especial hincapié en los aspectos críticos de la instalación en el Stellarator TJ-II. El siguiente apartado está dedicado a la descripción de la instalación en sí para finalizar con los primeros resultados experimentales del interferómetro láser implementado. El capítulo finaliza con la discusión de los resultados obtenidos durante la campaña de otoño de 1999 donde se obtuvieron por primera vez

medidas de densidades electrónicas con un sistema interferométrico láser con dos longitudes de onda en una máquina de densidad media como es el Stellarator TJ-II presentando por último las conclusiones y el trabajo futuro a desarrollar en este nuevo sistema de diagnóstico de densidad electrónica para el TJ-II.

## **IV.2. El Stellarator TJ-II del Centro de Investigaciones Energéticas, Medioambientales y Tecnológicas.**

En el presente apartado vamos a describir el experimento TJ-II de manera breve haciendo hincapié en los parámetros de diseño del mismo que condicionan la concepción del sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas objeto de estudio en este capítulo. Además se hace una breve introducción al sistema de diagnósticos del Stellarator TJ-II detallando aquellos relacionados con la medida de la densidad electrónica y que nos sirven para validar los resultados obtenidos con el interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda que se describe posteriormente.

### **IV.2.1. Experimento TJ-II. Objetivos y función dentro del programa EURATOM.**

El TJ-II [4.1] es un Stellarator de tamaño medio y eje helicoidal instalado en el Centro de investigaciones Energéticas Medioambientales y Tecnológicas (CIEMAT) en su sede de Madrid. La puesta en funcionamiento y operación de este experimento, financiado al 45% por parte de la Unión Europea en el marco del consorcio EURATOM-CIEMAT para la fusión, es la actividad principal del Laboratorio Nacional de Fusión.

En el estado actual de la investigación en fusión, los Stellarators con eje helicoidal como el TJ-II, denominados Heliacs, están despertando un gran interés debido a que presentan la posibilidad de trabajar en condiciones de alta beta\*. En este sentido, el Stellarator TJ-II se concibe con el objeto de estudiar estos regímenes de operación y presenta como principales características de diseño las siguientes [4.1]:

- a) Capacidad para operar a altos valores de beta  $\langle \beta \rangle \geq 5 \%$ .
- b) Flexibilidad, entendida ésta desde el punto de vista de que su transformada rotacional [4.2] puede ser variada en un alto rango (0.96 – 2.5).
- c) Plasma en forma de riñón.

Estas tres características persiguen, como se indicó anteriormente, el estudiar la operación del Stellarator a altas betas y es por esa razón por la que se le dotó con la

---

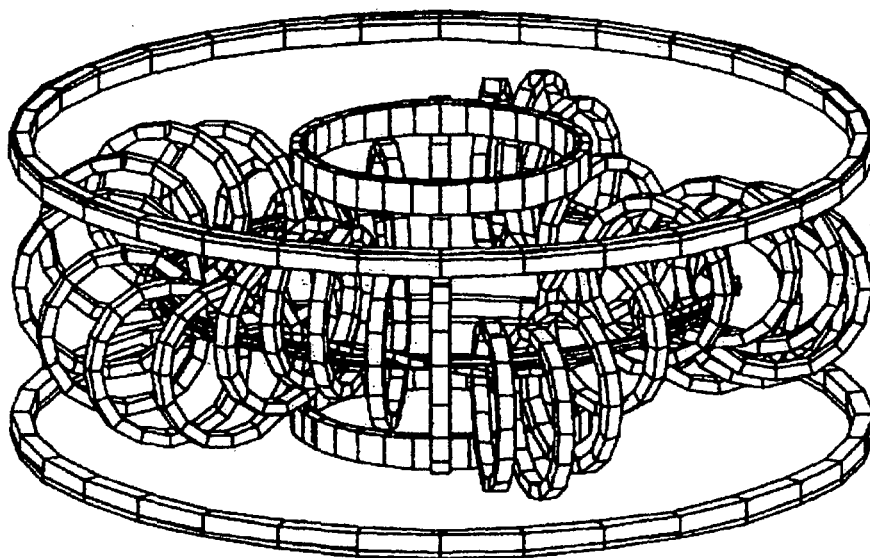
\* El parámetro beta ( $\beta$ ) es el cociente entre la presión del plasma y la presión del campo magnético externo que lo confina. Este parámetro da una idea cualitativa de la energía externa que necesitamos para confinar el plasma. En este sentido, un reactor comercial debería tener un valor de  $\beta$  tan alto como fuera posible (dentro de los límites de estabilidad).

flexibilidad suficiente desde el punto de vista de transformada rotacional para determinar las condiciones de operación más adecuadas durante la primera fase experimental (en la que se encuentra el TJ-II actualmente). En esta primera fase, dedicada al estudio del equilibrio, estabilidad y transporte, el Stellarator tiene instalados 600 kW de calentamiento mediante resonancia ciclotrónica de electrones (ECRH Electron ciclotron resonance heating) con densidades electrónicas en el entorno de  $n_e \approx (0.5 - 1.75) \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$  (limitada por la entrada en corte de la radiación usada para calentar el plasma). Para la medida de la densidad electrónica en esta primera fase, el Stellarator TJ-II está equipado con un interferómetro de microondas [4.3] operando en  $\lambda = 2\text{mm}$ . Sin embargo, en la segunda fase de operación, en la que se pasará a estudiar los límites de beta para esta configuración, se proveerá al Stellarator de una potencia adicional de calentamiento mediante inyección de haces neutros (NBI) de hasta 4 MW [4.1], esperándose un incremento de la densidad electrónica hasta el entorno de  $n_e \approx 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Para estos valores de densidad el interferómetro de microondas deja de ser viable y hay que instalar una nueva solución interferométrica para la medida de la densidad: un interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda. En la *Tabla IV.1* se muestran los principales parámetros de diseño del Stellarator [4.1].

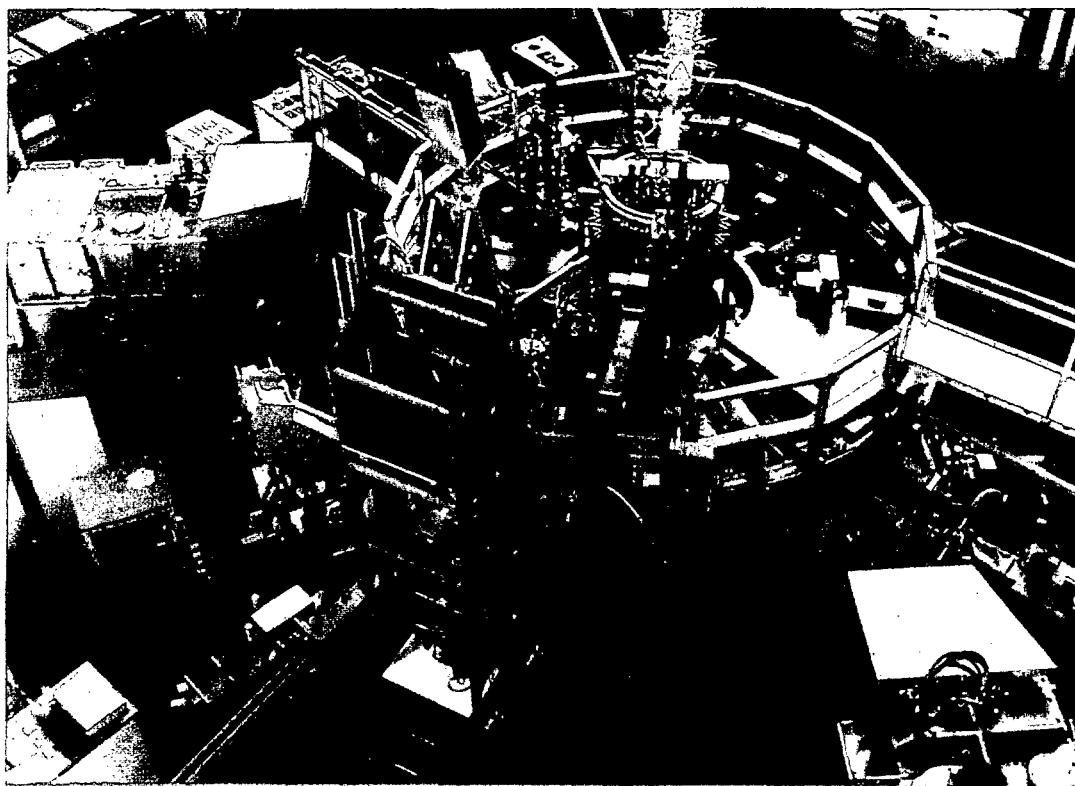
Parámetros de Diseño del Stellarator TJ-II		
Radio mayor	1.5	m
Radio menor medio	$\leq 0.22$	m
Campo magnético medio	1	Tesla
$P_{\text{ECRH}}$ (Primera fase ECRH)	600	KW
$P_{\text{NBI}}$ (Segunda fase NBI)	4	MW
Densidad (fase ECRH)	$\approx 10^{19}$	$\text{m}^{-3}$
Densidad (fase NBI)	$\approx 10^{20}$	$\text{m}^{-3}$

**Tabla IV.1** Parámetros de diseño del Stellarator TJ-II

Como se ha comentado anteriormente, el experimento TJ-II es un Stellarator de tipo Heliac, es decir, tiene un eje magnético de forma helicoidal. En la *Figura IV.1* se muestra el esquema de las bobinas del Stellarator TJ-II en la que vemos como el eje helicoidal del mismo presenta cuatro periodos. En este sentido hay que indicar lo complicado de la construcción de una máquina con estas características pues obliga al montaje y colocación de cada una de las bobinas en su sitio con una precisión extrema para que las superficies magnéticas obtenidas coincidan con las calculadas [4.1]. En la *Figura IV.2* se muestra una foto del experimento instalado en el CIEMAT.

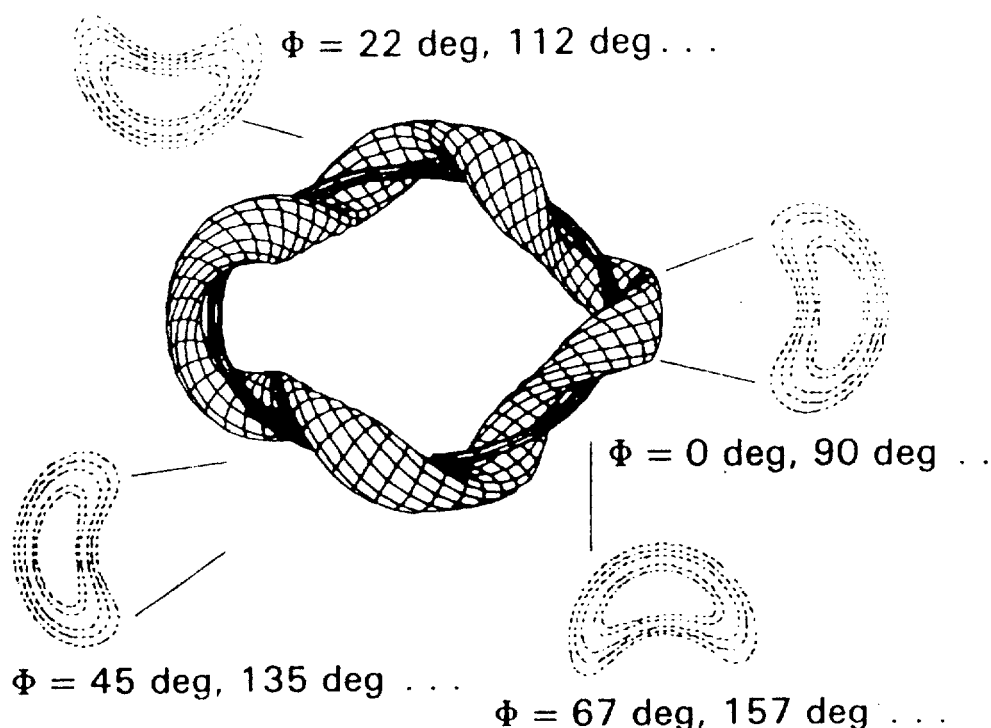


**Figura IV.1** Configuración de las Bobinas del TJ-II [4.1].



**Figura IV.2** Fotografía del experimento TJ-II

En la *Figura IV.3* se muestra un esquema del aspecto de un plasma del TJ-II. Como podemos observar este sigue el perfil helicoidal del eje magnético siendo la forma del plasma según un plano perpendicular al eje toroidal en forma de riñón o de haba.

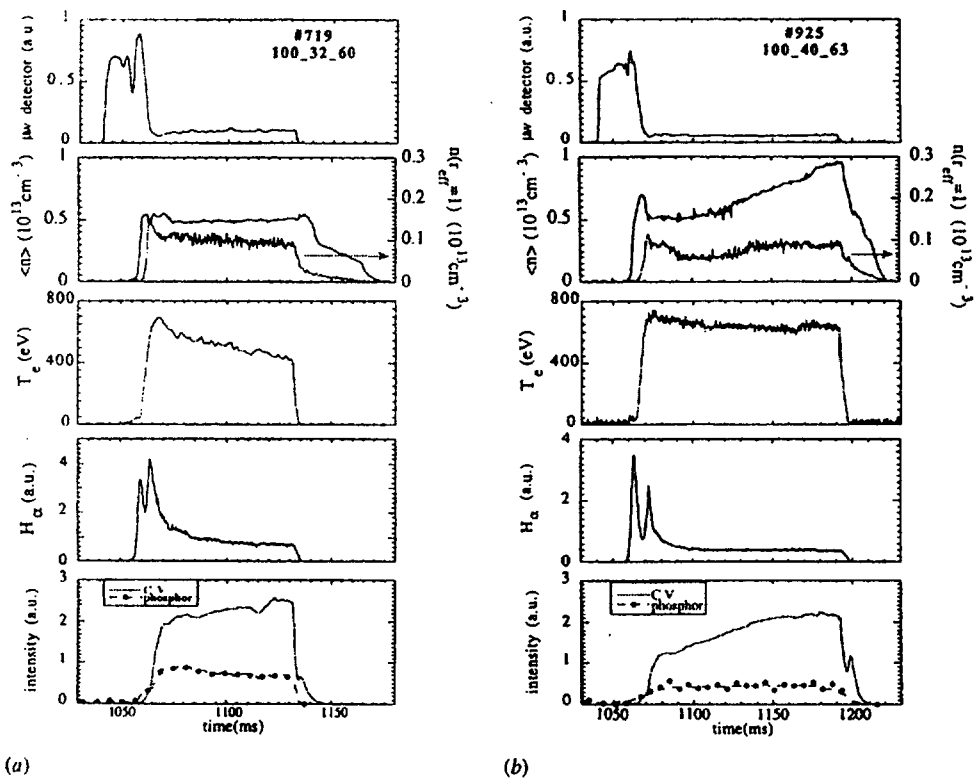


**Figura IV.3.** El plasma del TJ-II [4.1].

El 16 de Diciembre de 1997 el Stellarator TJ-II comenzó la fase primera de operación con la obtención de su primer plasma y desde entonces se han obtenido regularmente plasmas mediante calentamiento por ECRH. En esta primera fase de operación las diversas campañas se han dedicado al estudio de diversas configuraciones del plasma (variando el volumen del plasma y la transformada rotacional), la interacción plasma-pared [4.4] y diversos aspectos del confinamiento [4.5].

En la *Figura IV.4* se muestra la evolución temporal de diversos parámetros del plasma para dos descargas típicas de la primera fase de operación del TJ-II [4.4]. Como podemos observar el valor de densidad está en el entorno de  $0.5$  a  $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , dentro del rango de diseño del Stellarator para esta primera fase. Hay que indicar que la medida de densidad mostrada en la *Figura IV.4* se ha realizado con el interferómetro de microondas ( $\lambda = 2 \text{ mm}$ , ver apartado siguiente). Como es lógico si queremos utilizar este interferómetro de microondas para validar las medidas del interferómetro láser infrarrojo éste ha de estar operativo en esta fase de operación para poder llevar a cabo la comparación.





**Figura IV.4** Evolución temporal de diversos parámetros del plasma para dos descargas típicas de la primera fase de operación del Stellarator TJ-II [4.4].

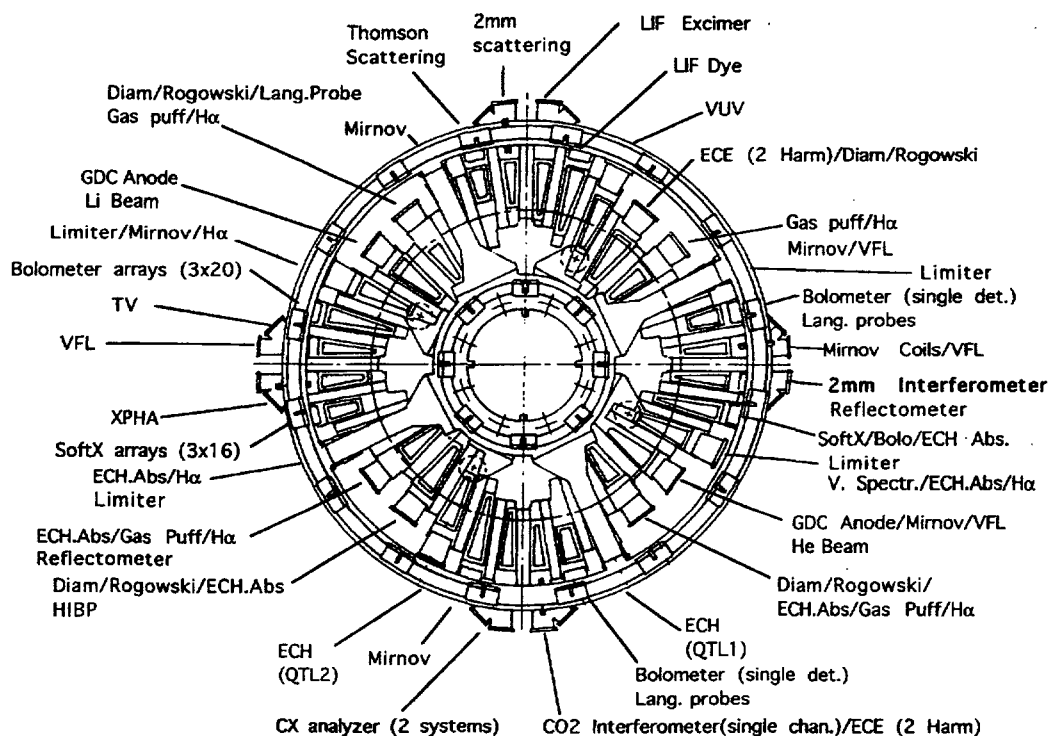
#### IV.2.2. Sistemas de diagnósticos del TJ-II

Uno de los parámetros principales de diseño del Stellarator TJ-II fue el dotarlo de una alta capacidad de diagnóstico que quedó reflejada en el gran número de puertos disponibles para el estudio de los plasmas (un total de 96 puertos). De esta manera se pretendía aprovechar al máximo el potencial científico de la instalación pues este gran número de puertos permite instalar en el Stellarator TJ-II un alto número de diagnósticos. Sin embargo, esta alta capacidad de acceso debida al gran número de puertos accesibles se ve limitada por diversos factores como son la gran distancia desde los diversos puertos al plasma, la imposibilidad de acceso desde la zona de alto campo debido al conductor central (*Figura IV.3*), la estructura del plasma y una fuerte interacción plasma-pared en el conductor central. Estas limitaciones pueden incidir en que incluso diagnósticos estandard en máquinas de este tipo sean difíciles de implementar [4.3].

En la *Figura IV.5* se muestra una vista esquemática de la distribución de los diversos diagnósticos alrededor del Stellarator TJ-II [4.3]. En dicha figura podemos no sólo observar la ubicación de los diversos diagnósticos sino también la posición de las dos líneas de transmisión (QTL1 y QTL2) para el sistema de calentamiento basado en absorción de

radiación ciclotrónica (ECRH). En el presente apartado no vamos a detallar todos los diversos diagnósticos instalados, labor que queda muy lejos del objeto de esta tesis, sin embargo y debido a que nuestro sistema de medida de densidad electrónica es complementario a otros sistemas de medida de la misma, vamos a hacer un breve análisis de los sistemas de diagnósticos más relacionados con la medida de densidad electrónica y con los que nos compararemos a la hora de calibrar el sistema interferométrico láser con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en el TJ-II.

### TJ-II Diagnostics, 1998



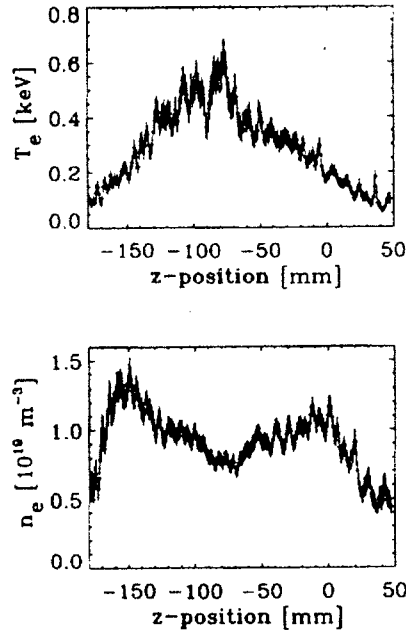
**Figura IV.5.** Vista esquemática de la distribución de los diversos diagnósticos alrededor del TJ-II [4.3].

Durante la primera fase de operación del TJ-II (calentamiento mediante ECRH) el diagnóstico fundamental para la medida de la evolución de la densidad electrónica durante las descargas es, como se ha comentado anteriormente, un interferómetro heterodino de microondas operando a una longitud de onda de 2 mm ( $f=140$  GHz) [4.3]. El sistema completo consta de dos canales idénticos que usan cada uno dos osciladores distintos (uno usado para el canal de medida y otro para el de referencia haciendo las veces de oscilador local) enganchados a una diferencia de frecuencia constante (frecuencia intermedia,  $IF=30$  MHz) mediante un bucle enganchado en fase (PLL)[4.6].

El valor máximo de densidad posible en esta primera fase de operación del TJ-II viene dado por la densidad de corte del sistema de calentamiento (ECRH,  $n_c = 1.75 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ) y se ha comprobado que el desfase producido por dicho valor de pico de densidad en el sistema interferométrico viene a ser del orden de 3.5 franjas. Por esta razón el sistema de detección de fase del sistema interferométrico ha de permitir medidas multifranja aunque mucho menores que en el caso de los sistemas basados en láseres infrarrojos. En un principio se optó por un detector basado en divisores y con respuesta lineal [4.7], pero actualmente el sistema opera con un detector de fase en cuadratura (seno/coseno). Medidas con este sistema se mostrarán en el apartado dedicado a la operación del interferómetro láser heterodino y en el Anexo 4.

Con el objetivo de estudiar el perfil de densidad en el TJ-II se ha diseñado también un sistema de reflectometría de microondas situado en el puerto A4 del Stellarator (*Figura IV.5*). Dicho reflectómetro combina dos técnicas diferentes: modulación de amplitud (AM) y modulación de frecuencia (FM) de rápido barrido en el rango de frecuencias que va desde los 26 a los 50 GHz [4.8]. La necesidad de un rápido barrido de frecuencia tiene como objetivo el obtener una alta resolución temporal en la adquisición de los perfiles de densidad dentro de la máquina, por esa razón ha habido que diseñar un sistema específico para este experimento [4.8]. No obstante, y debido al característico perfil de densidad bastante plano de los plasmas del TJ-II [4.9], este diagnóstico no es capaz de acceder a los valores centrales de densidad, por lo que en la primera fase de validación de los resultados del interferómetro láser heterodino con un único canal no nos será de utilidad, sin embargo sus medidas serán necesarias para validar el futuro sistema interferométrico láser multicanal para la medida del perfil de la densidad electrónica dentro del Stellarator TJ-II.

Un último diagnóstico que tiene como objetivo principal el obtener el perfil espacial de la distribución de la temperatura y densidad electrónica en los plasmas del TJ-II es el sistema de scattering Thomson [4.10] instalado en el Stellarator TJ-II en colaboración con el FOM (Holanda). Este sistema que usa un láser de Rubí de 10 J (15 ns), disparando un único pulso por descarga, entró en funcionamiento a mediados del año 1998, estando operativo desde entonces. El sistema de scattering Thomson, es capaz de dar perfiles de densidad electrónica con una alta resolución espacial (del orden de 2.3 mm) y con un error típico del 6% una vez calibrado el sistema. En la *Figura IV.6* se muestra el perfil espacial de densidad de una descarga típica del TJ-II mostrando un perfil de densidad bastante plano [4.10] como se indicó anteriormente.



**Figura IV.6** Perfil espacial de la densidad electrónica  $n_e$  y temperatura electrónica  $T_e$  en el Stellarator TJ-II medida con el sistema de scattering Thomson [4.10].

Desde nuestro punto de vista lo que nos interesa del sistema de scattering Thomson es que se presenta como un diagnóstico complementario al sistema interferométrico para la medida de densidades electrónicas ya que si bien es capaz de resolver el perfil de densidad con bastante exactitud, solo puede darlo en un instante temporal de la descarga. El sistema interferométrico, sin embargo, es capaz de seguir la integral de línea a lo largo de todo el pulso dando la evolución temporal de la misma. La utilización de ambos diagnósticos de forma paralela nos podrá dar información cuando el sistema multicanal se ponga en marcha.

#### IV.2.3. Discusión.

En este apartado se ha descrito muy brevemente el experimento TJ-II, su concepción, diseño y los primeros resultados obtenidos en su primera fase de operación con el objetivo de situarnos en el entorno donde se va a instalar el interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda objeto de estudio en este capítulo. Nuestro objetivo será el incorporar al sistema de diagnósticos de dicha máquina un interferómetro láser para la medida de la densidad electrónica que será fundamental en la segunda fase de operación donde no habrá otro diagnóstico capaz de dar dicha información en tiempo real.

Además se ha hecho una pequeña revisión de algunos de los sistemas de diagnósticos instalados en el TJ-II. Se han elegido los más relacionados desde el punto de vista funcional con el sistema interferométrico para medida de densidades electrónicas, bien por ser complementarios o bien por dar una medida susceptible de ser utilizada como

calibración del sistema de interferometría láser implementado. Se ha hecho hincapié en las ventajas y desventajas de los diversos sistemas, siempre tomando como referencia el sistema de medida de densidad electrónica que se va a implementar y que pasamos a describir a continuación.

**IV.3. El interferómetro láser heterodino del Stellarator TJ-II.**

A lo largo del presente apartado nos vamos a centrar en el diseño e instalación del interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda del Stellarator TJ-II, parte fundamental de la presente tesis doctoral. Antes de proceder al desarrollo del mismo es necesario indicar que si bien el funcionamiento de un esquema interferométrico con dos longitudes de onda ha sido tratado ya en el capítulo anterior, a la hora de pensar en la instalación de un interferómetro de este tipo en el Stellarator TJ-II hay que tener en cuenta las especiales características del entorno de operación. En este sentido las condiciones de accesibilidad al plasma (posición de los puertos, ventanas), el espacio disponible en el entorno de la máquina, los requisitos de seguridad y otros diversos factores relativos a la máquina, entran como factores de especial relieve en el diseño definitivo. Estas condiciones habrá que tenerlas en cuenta además de las necesidades propias del sistema interferométrico impuestas por la alta sensibilidad en las medidas de fase que son necesarias para la medida de densidades electrónicas en el TJ-II.

**IV.3.1. Concepción del interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda para el Stellarator TJ-II.**

Como punto de partida para el diseño del sistema interferométrico con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en el TJ-II, en la *Tabla IV.2* se muestran los valores de densidad esperada y la correspondiente integral de línea de la densidad (en virtud del tamaño del plasma) para las dos fases de operación del Stellarator TJ-II. Para situarnos, la última columna corresponde al desfase total inducido por esa integral de línea sobre la longitud de onda del láser de CO<sub>2</sub> ( $\lambda=10.6\ \mu\text{m}$ ).

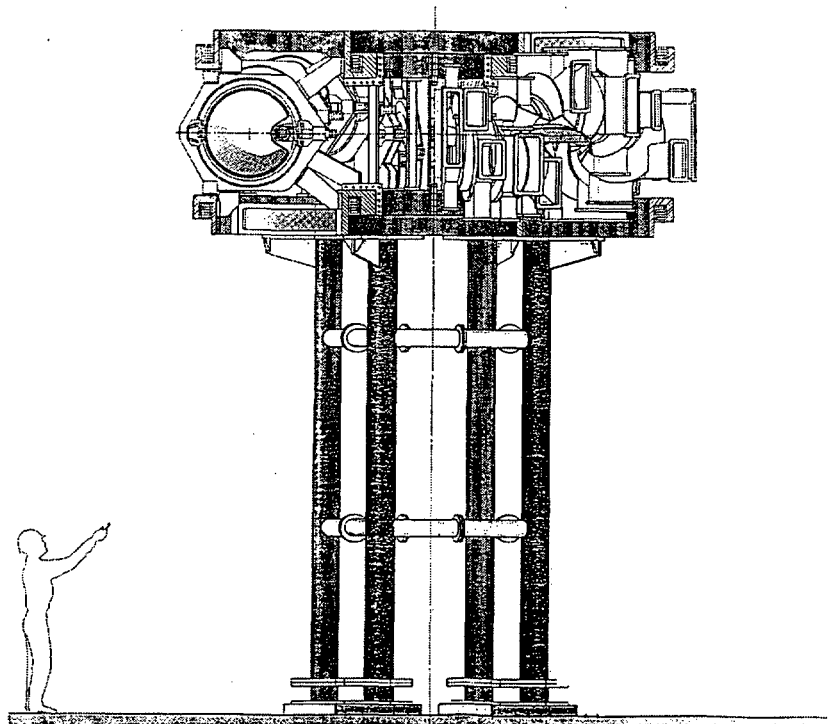
	Densidad Máxima ( $\text{m}^{-3}$ )	Tamaño del plasma (m)	Integral de línea de la densidad( $\text{m}^{-2}$ ) <sup>#</sup>	Desfase (franjas)
ECRH	$10^{19}$	$\leq 0.22$	$0.44\ 10^{19}$	0.02
NBI	$10^{20}$	$\leq 0.22$	$0.44\ 10^{20}$	0.2

**Tabla IV.2. Parámetros de diseño del interferómetro para la medida de densidades electrónicas.**

<sup>#</sup> Para el cálculo de la integral de línea de la densidad ( $n_e\ L$ ) se ha supuesto dos pasos a través del plasma pues, como se indicará en su momento, el esquema interferómetro láser heterodino instalado se basa en un esquema de Michelson.

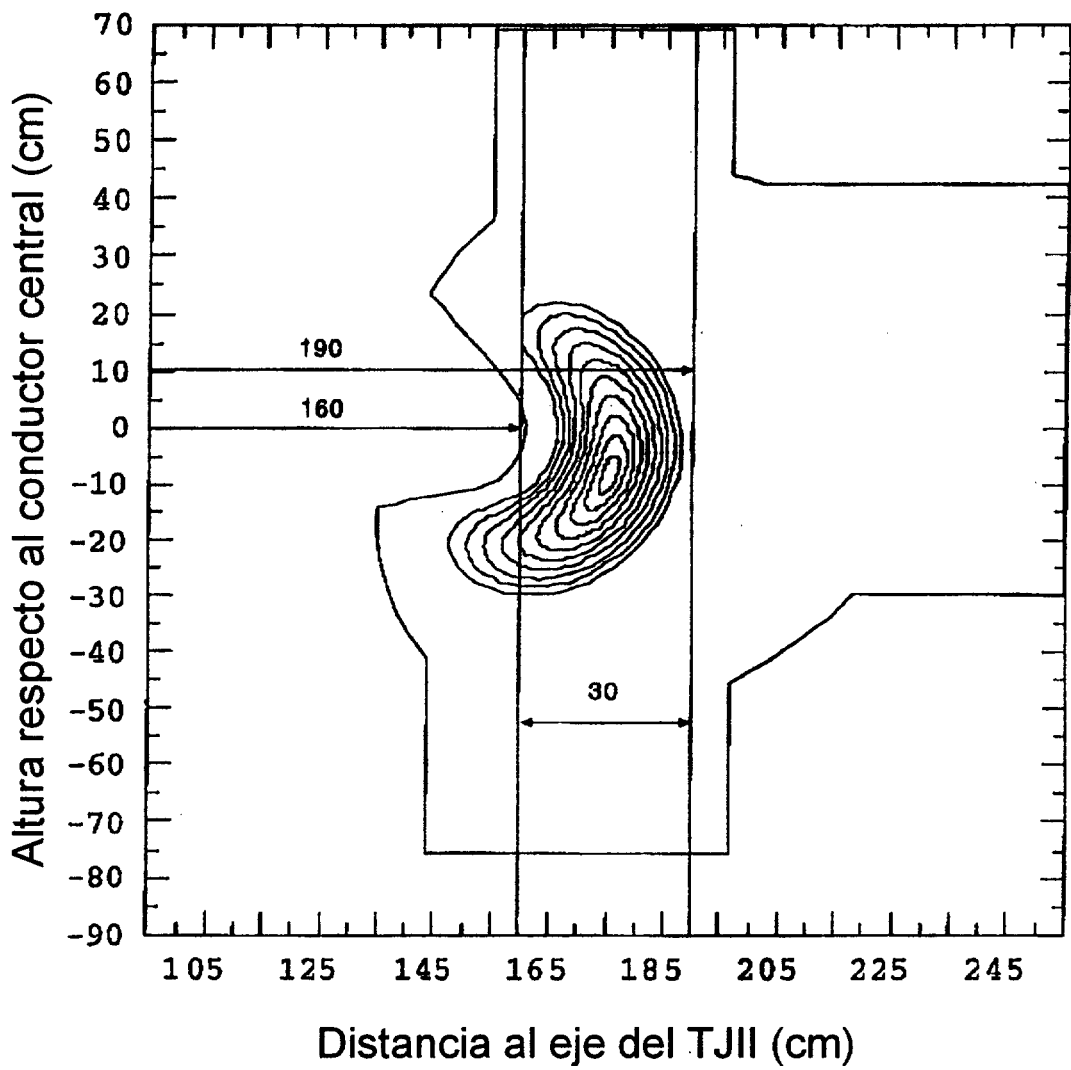
Como se puede observar en la *Tabla IV.2* los desfases debidos a la densidad electrónica son muy pequeños y si queremos obtener una resolución en la medida de la densidad electrónica de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  necesitamos al menos una resolución de 1/500 de franja de  $\text{CO}_2$  en la medida de fase. Además hemos de asegurar que nuestro sistema con dos longitudes de onda es capaz de substraer las vibraciones mecánicas presentes en el camino de los dos haces del interferómetro hasta este límite impuesto por la resolución en la medida de densidad electrónica. En este sentido en el capítulo anterior se mostró un sistema interferométrico con dos colores en los que se cumplen estos requisitos y que es el punto de partida para el diseño que se presenta.

Pero, como se ha comentado, el sistema interferométrico para la medida de densidades electrónicas en el TJ-II ha de incluir en su diseño el especial entorno del Stellarator donde se va a instalar. Por esta razón vamos a proceder al estudio del esquema interferométrico a utilizar en función de la ventana de acceso asignada al experimento y la ubicación en el Stellarator TJ-II de los componentes fundamentales. En el caso que nos ocupa le fue asignada al interferómetro infrarrojo en la fase de diseño del Stellarator TJ-II una vista vertical del plasma a través de las ventanas B1 inferior y B1 superior (*Figura IV.5*). En la *Figura IV.7* se muestra un alzado del Stellarator TJ-II indicando la posición de la ventana respecto al suelo.



**Figura IV.7** Alzado del Stellarator TJ-II

A partir de esta figura del alzado del Stellarator TJ-II se nos hace evidente otra de las ventajas del uso de los sistemas con dos longitudes de onda frente a los sistemas interferométricos basados en el uso de láseres en el infrarrojo lejano. En estos sistemas FIR sin compensación de vibraciones mecánicas todos los componentes del interferómetro hay que instalarlos sobre una única pieza rígida. Eso implicaría (*Figura IV.7*) instalar una estructura en C que abarcara el Stellarator para colocar el espejo superior del sistema interferométrico. Los sistemas con dos longitudes de onda (compensación de las vibraciones mecánicas) permiten compensar las vibraciones mecánicas colocando el espejo superior directamente en la parte superior de la máquina sin necesidad de esa estructura.



**Figura IV.8.** *Proyección de la ventana asignada al interferómetro sobre el plasma del TJ-II Configuración 100-23-24.*

Para continuar con nuestra discusión, en la *Figura IV.8* se muestra un corte del plasma según un plano perpendicular al eje del mismo a la altura de la ventana B1 asignada al interferómetro y la proyección de la ventana sobre dicho corte. Como podemos observar



en dicha figura, la apertura de la ventana nos permite observar la práctica totalidad del plasma, facilitando en un futuro la instalación de un sistema multicanal.

En vista de estas figuras, y tras estas consideraciones, el esquema interferométrico que se presenta como más favorable es un interferómetro de Michelson (Capítulo II). En ese esquema el brazo de medida atraviesa el plasma, es reflejado en un espejo superior que reenvía el haz hacia abajo atravesando de nuevo el plasma y retorna a la mesa óptica situada justo debajo de la ventana indicada. El brazo de referencia está contenido en dicha mesa óptica junto con los láseres y los sistemas de modulación y detección. Este esquema de Michelson tiene una ventaja adicional. Al atravesar el plasma dos veces (subida y bajada) se incrementa el desfase debido a la densidad electrónica del mismo en un factor 2, aumentando de esta manera la sensibilidad.

Sin embargo aparece un problema muy importante en este tipo de esquemas interferométricos aplicados en máquinas de fusión y es el espejo superior que no está sujeto a la misma estructura que el resto de los componentes ópticos y va a tener que ser diseñado con cuidado debido a lo ruidoso que es el entorno de un Stellarator (vibraciones). Por un lado, al estar sujeto a la máquina y no a una estructura cualquier movimiento relativo de la máquina respecto al suelo durante las descargas puede producir un desalineamiento del haz de retorno. Por esta razón muchos sistemas han optado por el uso de retroreflectores en forma de “cube-corners” para ese espejo superior [4.11], pero nosotros hemos optado por un espejo plano, solución más simple y que se discutirá en el apartado correspondiente. Por otro lado, es de prever que este espejo sea la fuente principal de desplazamientos durante las descargas por lo que su movimiento será la parte fundamental de las vibraciones mecánicas que tendrá que substraer el sistema con dos longitudes de onda.

#### IV.3.2. Diseño del interferómetro láser a dos colores para el TJ-II.

En el presente apartado se va a detallar los pormenores del diseño del interferómetro láser heterodino con dos colores para el interferómetro láser del Stellarator TJ-II que cumple las condiciones de medida de densidad electrónica, substracción de vibraciones mecánicas y estabilidad reflejados en el apartado anterior. En pos de una claridad mayor y para poder separar la influencia de los diversos elementos, el diseño se va a contemplar en varios apartados comenzando por la elección de los láseres.

#### IV.3.2.1 Fuentes láser y moduladores acustoópticos.

Como fuentes láser para alimentar el interferómetro se optó por las utilizadas en el prototipo de interferómetro láser con dos colores descrito en el capítulo anterior. Las razones para usar dichos láseres son:

- Láser de CO<sub>2</sub>: Como fuente láser de CO<sub>2</sub> se optó por continuar usando el láser de la marca Synrad de 10 W. Como se describió en el apartado correspondiente dicho láser excitado por radio frecuencia no está estabilizado, pero el hecho de trabajar con un interferómetro con diferencia de caminos cero y la posibilidad de controlar el comportamiento del láser mediante la temperatura de operación del mismo ha permitido continuar con el mismo sistema.
- Láser de He-Ne. Como fuente láser se optó por continuar usando el láser de He-Ne de la marca Melles-Griot de 25 mW usado en el capítulo anterior. Éste es un láser multimodo y esta característica no solo no dificulta la medida (interferómetro con diferencia de caminos cero) si no que durante la instalación del interferómetro ha mostrado ser muy útil durante el alineamiento del mismo ya que en virtud de ese comportamiento multimodal podemos tener un test fundamental de la diferencia de caminos en el interferómetro observando el batido entre los modos en la señal interferencial correspondiente.

De la misma manera y en virtud de los buenos resultados de los moduladores acustoópticos en el experimento descrito en el Capítulo III se optó por continuar con los mismos para su instalación en la máquina.

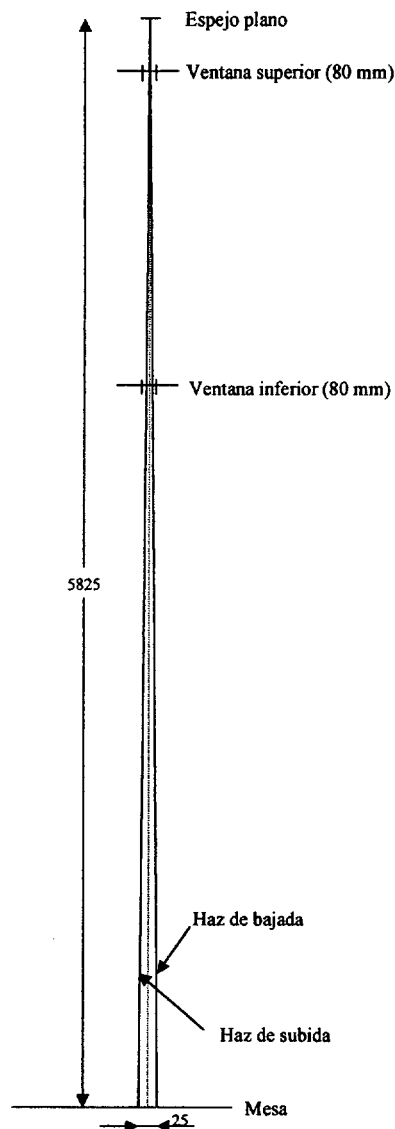
#### IV.3.2.2. Concepción y diseño del brazo de medida para medida de densidades electrónicas en el TJ-II.

##### a)Espejo superior.

Como se comentó en apartados anteriores, la configuración por la que se optó para el sistema interferométrico es un esquema de Michelson. Esta solución impone la colocación de un espejo superior apoyado sobre el soporte de la máquina para devolver el haz a la mesa óptica. Para este espejo superior se plantean dos alternativas: uso de un espejo plano o uso de un retroreflector (cube-corner). En nuestro caso vamos a optar por el uso de un espejo plano por varios motivos que exponemos a continuación.

La primera razón tiene que ver con el tamaño de las ventanas. Estas son rectangulares de dimensiones 30x10 cm. En la dirección perpendicular al eje del plasma nos permiten una visión casi completa del plasma (*Figura IV.8*) pero en la dirección toroidal la

apertura es apenas de 8 cm. La situación se muestra en la *Figura IV.9*. En esta figura podemos observar como, debido a la pequeña apertura de la ventana superior, el ángulo respecto a la vertical de los haces de subida y de bajada ha de ser muy pequeño. El uso de un retroreflector implicaría un alineamiento muy crítico para que el haz de subida y de bajada estuvieran separados por esa distancia tan pequeña. En este sentido, hay que indicar que ambos haces (subida y bajada) han de estar desplazados en la mesa para poder separarlos en recombinación (ver apartado siguiente, periscopio). La segunda razón está relacionada con la facilidad de alineamiento y ajuste de un espejo plano frente a un retroreflector.



**Figura IV.9** Vista frontal del haz de subida y de bajada con las dos ventanas, superior e inferior, para el estudio de la separación máxima de los haces en recepción.

Sin embargo, la elección de un espejo plano como espejo final del brazo de medida pone severas restricciones al diseño del sistema mecánico que va a soportar el espejo

superior pues éste se convierte en el componente fundamental desde el punto de vista del correcto funcionamiento del sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas.

En primer lugar, al ser ese el único espejo no unido a la mesa óptica se convierte en el elemento más sensible a las vibraciones mecánicas ya que es el que sufre los mayores desplazamientos. Esto en principio no debería suponer ningún problema si el sistema con dos longitudes de onda realiza correctamente la substracción. Como se estudió en el capítulo III, el valor total del desplazamiento no es ningún límite para poder realizar la substracción y sólo un muy rápido movimiento del espejo (ver Capítulo III) podría producir un error en la substracción al perderse alguna franja<sup>#</sup>.

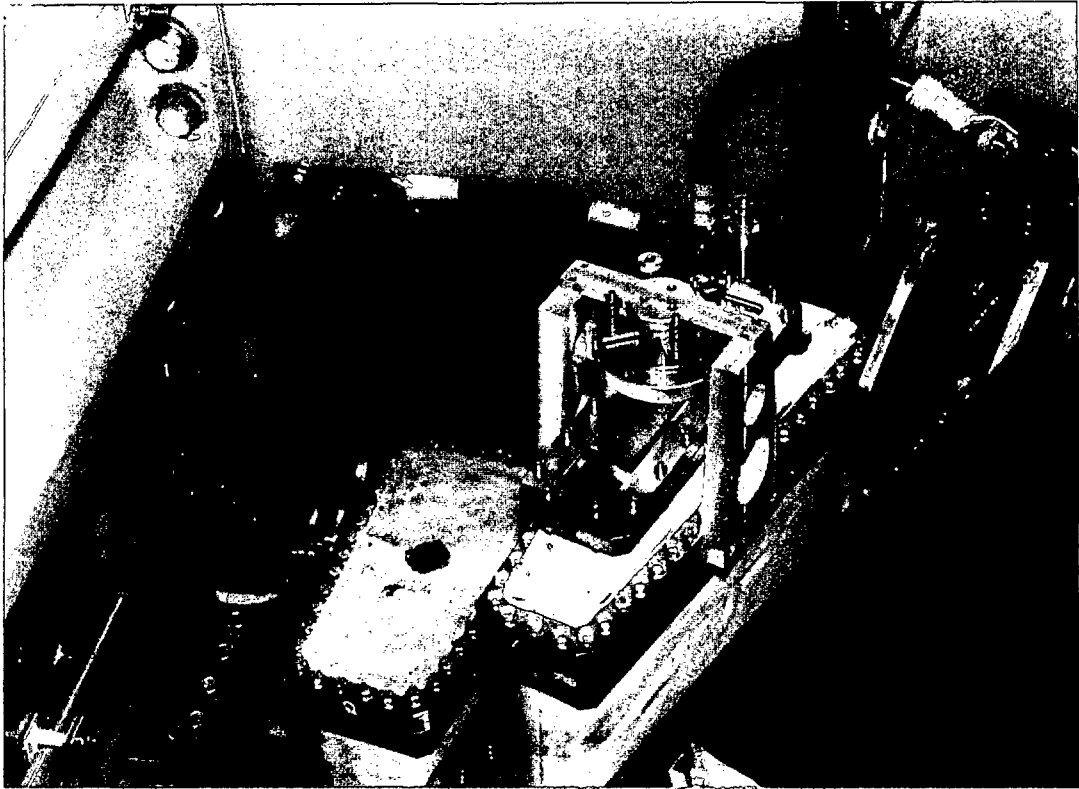
La segunda fuente de error si que es más importante y por tanto hay que estudiarla con más detalle. Como se puede observar en la *Figura IV.9*, el brazo del interferómetro que atraviesa el plasma es muy largo (más de cinco metros) y un pequeño ángulo de cabeceo del espejo superior durante las descargas podría llevar a un desalineamiento del sistema. En este sentido indicar que a priori no se tenía conocimiento exacto del movimiento total de la estructura y sólo se podían tener estimaciones, por lo que previamente a la instalación del sistema final se realizaron las pruebas de alineamiento que se describen con detalle en apartados posteriores.

Con estas consideraciones se optó por instalar el espejo superior sobre una montura que estuviera fijada directamente sobre el puerto del TJ-II. Esta solución es la más sencilla y cualquier otra implicaría montajes mecánicos mas complicados que además de encarecer y retrasar la instalación, introduciría otros parámetros en el sistema mecánicos de difícil evaluación. El diseño final del espejo así como su instalación en la parte superior de la máquina se muestran en la *Figura IV.10*.

Como se puede observar en esta *Figura IV.10* la montura consiste en un pórtico atomillado fuertemente en la boca del puerto y que en su parte superior sujeta al espejo circular de 10 cm de diámetro. El espejo queda fuertemente sujeto entre dos piezas y mediante un sistema de roscas permite un pequeño desplazamiento en sentido vertical. En la misma figura podemos observar los dos tornillos que permiten el ajuste en dos ejes del espejo para realizar el alineamiento. Este sistema ha sido diseñado en colaboración con los ingenieros del departamento de Oficina Técnica del CIEMAT.

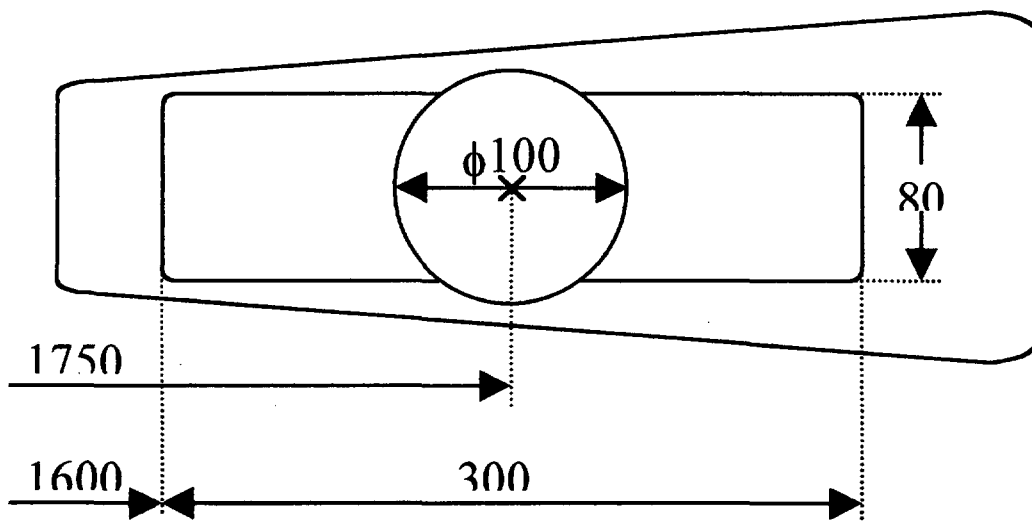
---

<sup>#</sup> Para que se diera este caso se tendría que producir un desfase equivalente a 256 franjas de interferencia entre dos pulsos de reloj del sistema de detección de fase para que la medida fuera errónea. Esto implica una velocidad en el desplazamiento del espejo impensable si la frecuencia de muestreo es del orden de 10 – 20 kHz.



**Figura IV.10** Espejo superior.

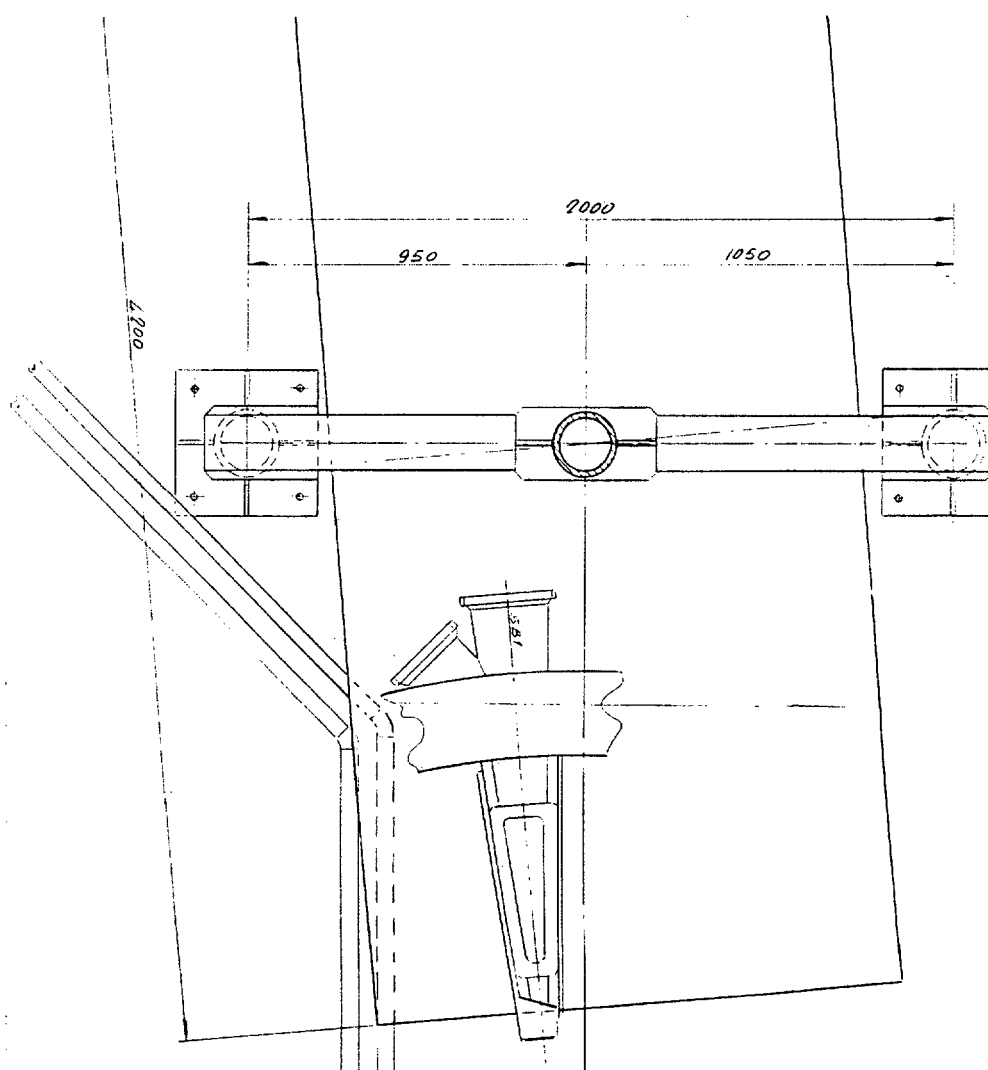
Una última decisión consistió en la elección de la posición del espejo. En ese sentido se realizó un estudio de las diversas configuraciones del plasma y su proyección sobre las ventanas. La situación final del espejo se eligió de manera que el centro del mismo coincidiera con el punto central de la configuración mostrada en la *Figura IV.8* y que corresponde a una cota de  $R=1750$  mm respecto del eje de la máquina. En la *Figura IV.11* se muestra la proyección del espejo sobre la apertura que dejan la ventana y el bloqueador óptico (shutter) superior.



**Figura IV.11.** Proyección del espejo sobre la ventana. Las cotas están referidas al eje de la máquina.

## B) Sistema periscopico

Hemos denominado sistema periscopico al elemento óptico responsable de enviar el haz desde la mesa óptica colocada justo debajo de las ventanas de acceso al espejo superior y recoger el que éste devuelve. En la *Figura IV.12* se muestra la proyección de dichas ventanas sobre la mesa óptica de dimensiones 3.2 m x 1.5m. El haz de vuelta (después de ser reflejado por el espejo superior) no ha de volver exactamente por el mismo camino óptico que fue enviado pues en ese caso el haz de luz volvería al láser, sino que ha de venir suficientemente desplazado para poder realizar una separación del haz de bajada para enviarlo al beam-splitter de recombinación (ver el apartado correspondiente al brazo de referencia).

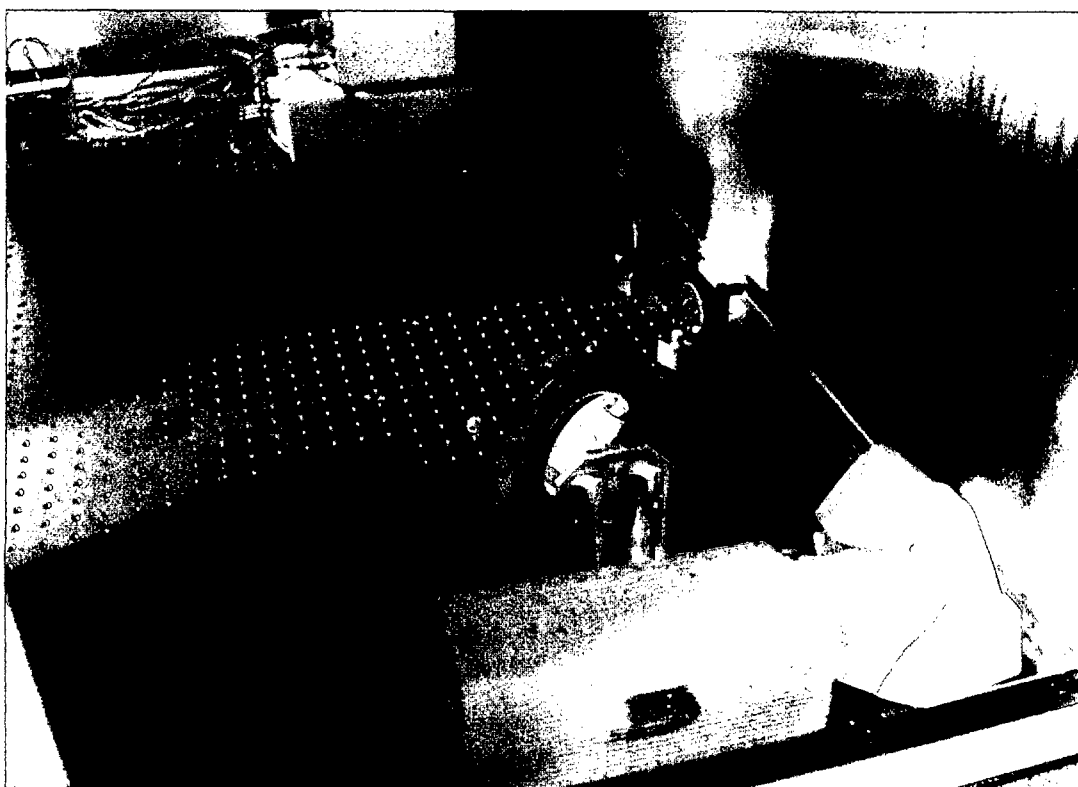


**Figura IV.12** Proyección de las ventanas sobre la mesa.

Como se puede ver en la *Figura IV.9* hay un máximo de separación dado por la apertura de la ventana inferior que se estimó en torno a 6 cm y que ha de ser suficiente para que el sistema periscopico separe el haz de subida y de bajada convenientemente. Sin embargo, como se indicó más arriba, el hecho de optar por un sistema de Michelson para

doblar la sensibilidad del sistema lleva implícito el atravesar el plasma exactamente por el mismo sitio en ambos sentidos y ese pequeño ángulo entre el haz de subida y de bajada implica no hacerlo. No obstante, esto no es problema pues ese desplazamiento angular es en la dirección según el eje toroidal del plasma en la que los gradientes de densidad son muy pequeños.

Dos soluciones son posibles para el sistema periscopico a partir de estas restricciones. La primera emplea un único espejo de  $45^\circ$  responsable de redireccionar el haz hacia arriba y recoger el haz de vuelta. La segunda, más complicada, implica dos espejos de  $45^\circ$ , uno para la subida y otro para la bajada. Si bien la primera solución es más barata por requerir un único espejo y no requiere ninguna separación mínima entre los haces de subida y de bajada, la segunda tiene en cuenta una recombinación posterior de ambos haces más sencilla al poder realizarse el alineamiento de los haces de subida y de bajada de forma independiente. La opción final se inclinó por el uso de un único espejo de 10 cm de diámetro colocado a  $45^\circ$  respecto al plano de la mesa. De esa manera se asegura el poder recoger convenientemente el haz de vuelta aunque la separación entre ambos haces sea menor a la estimada en un principio. Se optó por utilizar una montura convencional Melles Griot sobre una escuadra que se diseñó y fabricó en los talleres de la Oficina Técnica del CIEMAT. En la *Figura IV.13* se muestra la solución final con un solo espejo circular de 10 cm.

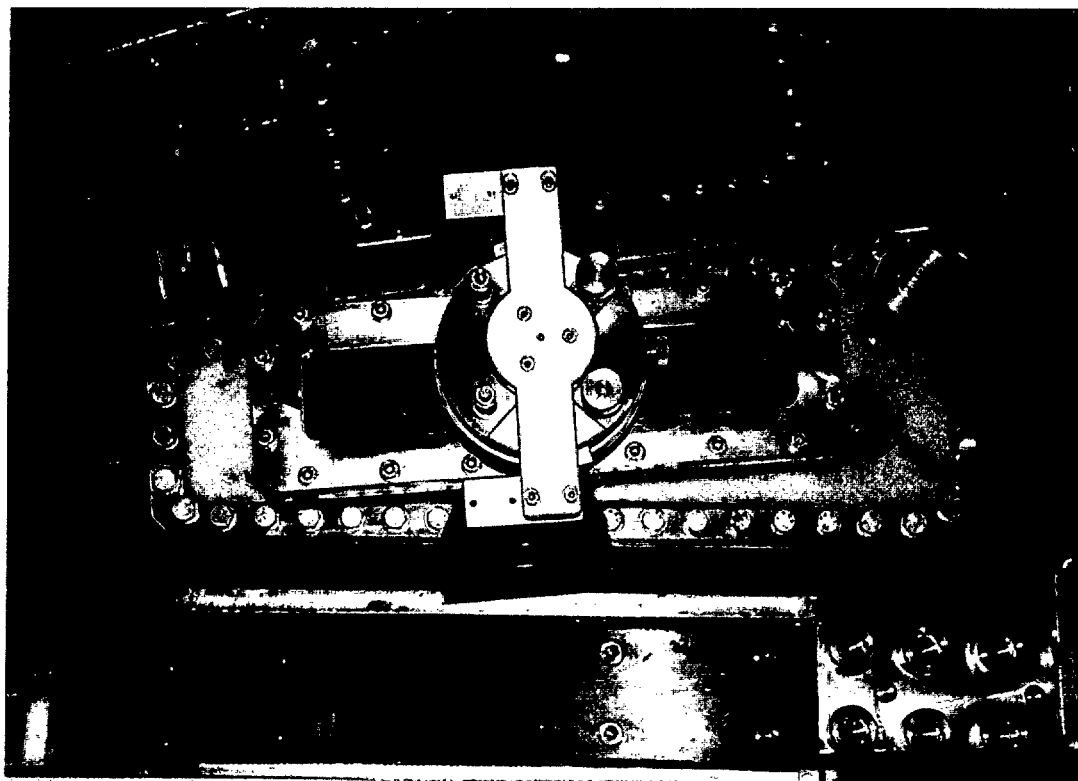


*Figura IV.13 Solución adoptada para el periscopio.*

### c) Ventanas

Otros elementos ópticos fundamentales en un sistema interferométrico aplicado a la medida de densidades electrónicas son las ventanas de acceso a la cámara de vacío. Estas ventanas han de soportar la diferencia de presión debida al vacío de la máquina TJ-II y presentar unas características ópticas adecuadas para realizar medidas interferométricas. En nuestro caso los requerimientos son todavía mayores al tener las ventanas que transmitir convenientemente dos longitudes de onda tan alejadas en el espectro como son la correspondiente al láser de  $\text{CO}_2$  ( $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) y al láser de He-Ne ( $\lambda=633 \text{ nm}$ ). Hay que recordar que en un esquema de Michelson cada una de las ventanas va a ser atravesada un total de dos veces.

Una consideración a tener muy en cuenta es el tamaño óptimo de las ventanas. Con el objetivo de utilizar las mismas ventanas para el sistema multicanal se optó por adquirir unas lo suficientemente grandes como para que cubrieran casi todo el puerto y poder explorar el plasma en toda su extensión. La solución final consiste en unas ventanas rectangulares de dimensiones (300 x 50 mm) de ZnSe diseñadas para presentar una alta transmisión al  $\text{CO}_2$ . La transmisión para el He-Ne no estaba optimizada pero se estimó en un 50% lo que se considera suficiente. En la *Figura IV.14* se muestra la ventana superior junto con la brida que la sujeta al puerto.



*Figura IV.14* Vista de la ventana superior y espejo.

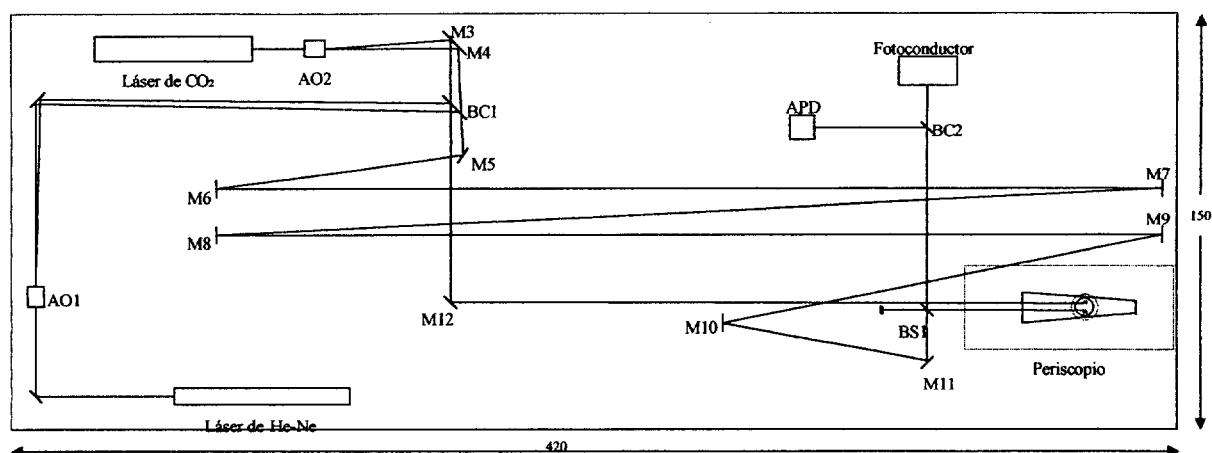


Debido a las especiales condiciones de vacío de la máquina TJ-II una parte importante del diseño de estas ventanas estuvo relacionada con la instalación de estos componentes. En este sentido se diseñaron unas bridas con la parte inferior soldada directamente al puerto del TJ-II y una parte superior que se atornilla sobre la de abajo (*Figura IV.14*). Entre estas bridas se coloca primero un anillo circular de una goma específica para las aplicaciones de vacío, la ventana y otro anillo de manera que al atornillar la brida superior se hace presión sobre estos anillos de goma y se consigue las condiciones de vacío adecuadas.

Una última consideración de diseño tiene que ver con la protección de las ventanas. Como se ha comentado, estos elementos ópticos han de mantener sus propiedades para un correcto funcionamiento del sistema interferométrico. En este sentido, durante las operaciones de acondicionamiento de la pared de la máquina (glow-discharge), las ventanas pueden sufrir daños (sobre todo la inferior) por lo que se diseñaron dos bloqueadores ópticos (shutters) para protegerlas. Estos elementos mecánicos están cerrados salvo en la fase de alineamiento del interferómetro y operación. En la *Figura IV.14* se puede ver como debajo de la ventana el shutter está cerrado para protegerla. A la derecha de la foto se puede observar el accionador del mismo.

#### *IV.3.2.3 Diseño del brazo de referencia del interferómetro láser heterodino para el Stellarator TJ-II.*

Después del diseño del brazo de medida este apartado va a estar dedicado a mostrar el realizado para el brazo de referencia. Como se ha indicado anteriormente, dicho brazo de referencia va a estar contenido en una mesa óptica junto con los láseres y moduladores situada debajo de la plataforma experimental del TJ-II. El parámetro fundamental de diseño de dicho brazo de referencia consiste en ajustar convenientemente la longitud del mismo para ecualizar la diferencia de camino óptico y hacerla tan próxima como sea posible a cero. En la *Figura IV.15* se muestra la implementación o lay-out en la mesa óptica. En ella podemos identificar los láseres, moduladores y óptica de combinación de ambas longitudes de onda según un esquema similar al mostrado en el Capítulo III para el estudio de la substracción de un sistema con dos longitudes de onda. Junto con estos elementos, podemos observar el brazo de referencia y el beam splitter de recombinación. Así mismo, se ha indicado la proyección del espejo superior sobre la mesa y el periscopio.



**Figura IV.15 Esquema interferométrico.**

### **IV.3.3. Instalación del interferómetro láser heterodino para medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II.**

A lo largo de este apartado se van a describir los pasos dados para la instalación del interferómetro cuyo diseño se detalló en el apartado anterior en el Stellarator TJ-II. Este apartado no pretende ser una descripción detallada de todos los trabajos realizados en la instalación sino que simplemente se va a hacer énfasis en algunos aspectos operativos de gran importancia para el correcto funcionamiento del sistema, en especial del alineamiento del brazo de medida y del brazo de referencia. Los detalles relativos a la instalación de los diversos elementos auxiliares se encuentran en el Anexo 3.

#### ***IV.3.3.1 Instalación y alineamiento del brazo de medida del interferómetro láser heterodino del TJ-II.***

La parte fundamental de la instalación del sistema de medida de densidades electrónicas es, sin duda, el brazo de medida. De su estabilidad y robustez depende que se puedan realizar las medidas correctamente. Por claridad vamos a separar el presente apartado en dos partes a su vez, una primera dedicada al alineamiento y una segunda donde se detallan algunas pruebas realizadas para comprobar la robustez de dicho alineamiento.

##### **a) Alineamiento del periscopio y espejo superior.**

La instalación y posterior alineamiento tanto del periscopio como del espejo superior se realizó de manera conjunta. Como se indicó en el apartado correspondiente al espejo superior, el diseño permite instalar el mismo en diversas posiciones. Para comenzar se optó

por ponerlo en la posición que permite que un haz incidiendo en el centro del mismo atraviese el plasma según su eje para maximizar la integral de línea (*Figura IV.11*).

El alineamiento se realizó utilizando únicamente el láser visible (He-Ne, rojo) y de manera iterativa se fue optimizando el mismo según dos parámetros: en primer lugar que el haz de subida y de bajada fueran según la perpendicular al plano de la mesa y, en segundo lugar, que el desplazamiento lateral del haz de retorno fuera suficientemente grande como para realizar la separación con el beam-splitter de recombinación (*Figura IV.15*). En ese sentido indicar que no se realizó especial énfasis en colocar el haz según el eje del plasma por lo que quedó un poco desplazado del mismo como se comentará en el apartado de resultados.

Una vez realizado el alineamiento se comprobó que al encender el láser de CO<sub>2</sub> y debido al calentamiento de los espejos, el alineamiento se modificaba ligeramente, por lo que el ajuste final del brazo de medida se ha de realizar con el láser encendido y después de que todos los elementos del sistema óptico hayan alcanzado su temperatura de funcionamiento.

#### b) Estudio de la robustez del alineamiento.

Una vez realizado el alineamiento quedaba demostrar que la opción del espejo plano era la correcta según los parámetros de diseño especificados en el apartado correspondiente. De los dos problemas identificados antes el que más nos preocupaba era un posible desplazamiento del haz durante las descargas (desalineamiento). Durante la campaña de Julio de 1999 se instaló una cámara CCD en el interior de la caja del interferómetro monitorizando la posición del haz de medida en su retorno de la máquina pudiéndose comprobar la ausencia de cualquier movimiento del haz perceptible a simple vista con la cámara CCD.

#### *IV.3.3.2 Instalación y alineamiento del brazo de referencia.*

Uno de los aspectos fundamentales del funcionamiento del interferómetro es lograr una buena ecualización de los dos brazos del interferómetro de Michelson. El objetivo era conseguir la diferencia de caminos lo más cercana posible a cero. En este sentido hay que indicar, que debido a la imposibilidad del acceso al interior de la máquina para medir la longitud del brazo de medida, hubo que realizar una estimación de la longitud del mismo sobre plano con el error correspondiente que se estimó en torno a los 5 cm. Posteriormente se alineó el brazo de referencia de la misma longitud y el ajuste final se realizó observando la señal de salida del canal correspondiente al láser de He-Ne. Debido al carácter multimodo del espectro del mismo, una pequeña diferencia de camino óptico produce un batido en la

señal de salida que es observada y minimizada para reducir la diferencia de caminos hasta próxima a cero.

#### *IV.3.3.3 Sistema de detección, temporización y adquisición de señal*

Como se indicó en el capítulo anterior al hablar del desarrollo de la electrónica de demodulación y detección de fase para el sistema interferométrico con dos longitudes de onda, uno de los objetivos de dicha electrónica era el poder aplicarla también al interferómetro láser heterodino para medida de densidades electrónicas en el TJ-II. En ese sentido la electrónica de los dos canales es exactamente la misma a la descrita en dicho capítulo, con la única salvedad de una etapa previa de amplificación en el canal de medida correspondiente a los 40 MHz (CO<sub>2</sub>).

El sistema de adquisición está también basado en el uso de un PC para almacenar la información de los dos detectores de fase. La información sobre cada descarga es almacenada en el disco duro del ordenador por lo que el procesamiento de la información se hace en diferido. La única variación respecto al sistema utilizado en el prototipo de interferómetro con dos colores estudiado en el apartado anterior es el sistema de disparo y temporización que pasamos a comentar.

El sistema de temporización consta de dos señales obtenidas a partir del reloj maestro de la máquina mediante el sistema TEMPO [4.12]. Una de las señales (Inicio de pulso) indica al ordenador cuando comienza la secuencia de pulso (comienza el ramp-up de las corrientes en las bobinas). Esa señal produce el disparo del sistema de adquisición comenzándose la toma de datos de fase en ese instante, de esta manera se almacena toda la información de fase en ambos canales desde que se empieza a suministrar corriente a las bobinas (alrededor de un segundo antes del plasma) hasta que deja de existir corriente en las mismas. Como se verá más adelante esto nos va a permitir estudiar el desplazamiento del espejo superior durante toda la secuencia del pulso de corriente y no solo durante la descarga del plasma. La siguiente señal es un reloj configurable extraído también a partir del reloj maestro de la máquina y que va a fijar la frecuencia de muestreo. No obstante, el rack dispone de un generador de funciones que se puede utilizar como reloj local para las pruebas o en el caso de que surjan problemas con el sistema de temporización.

Como se comentó más arriba, la información sobre cada descarga queda almacenada en el disco duro del ordenador de donde es extraída y procesada posteriormente para su integración en el sistema de visualización de datos del Stellarator TJ-II. Actualmente se está trabajando en la automatización del proceso para poder llegar a la operación del interferómetro sin necesidad de supervisión por parte del usuario.

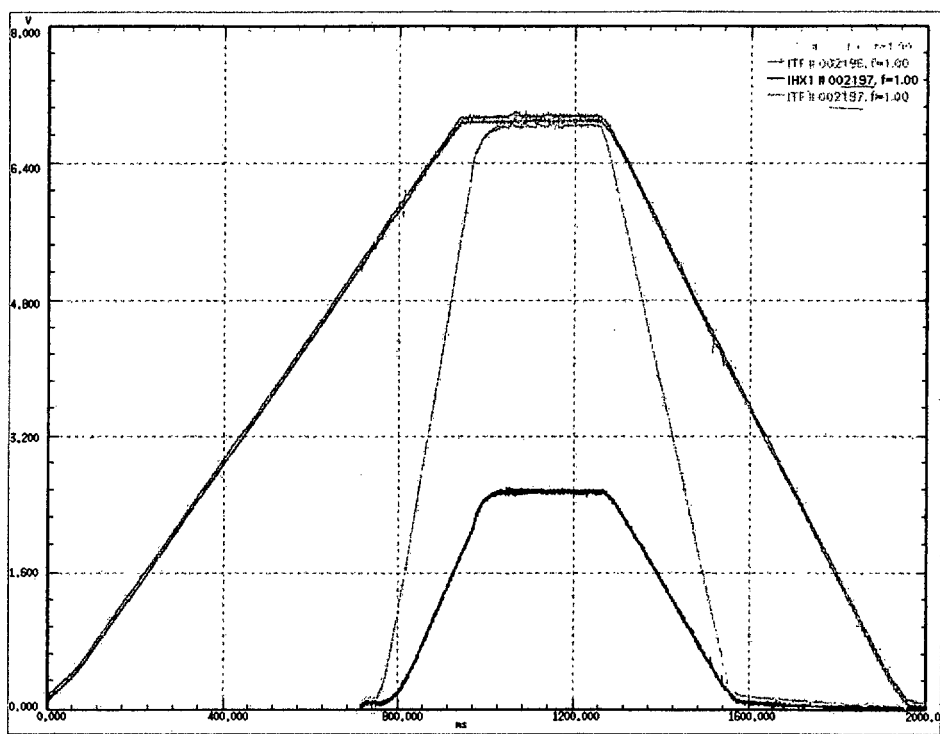
#### **IV.4. Resultados experimentales.**

##### **IV.4.1. Estudio del movimiento de los elementos mecánicos del interferómetro durante las descargas del Stellarator TJ-II.**

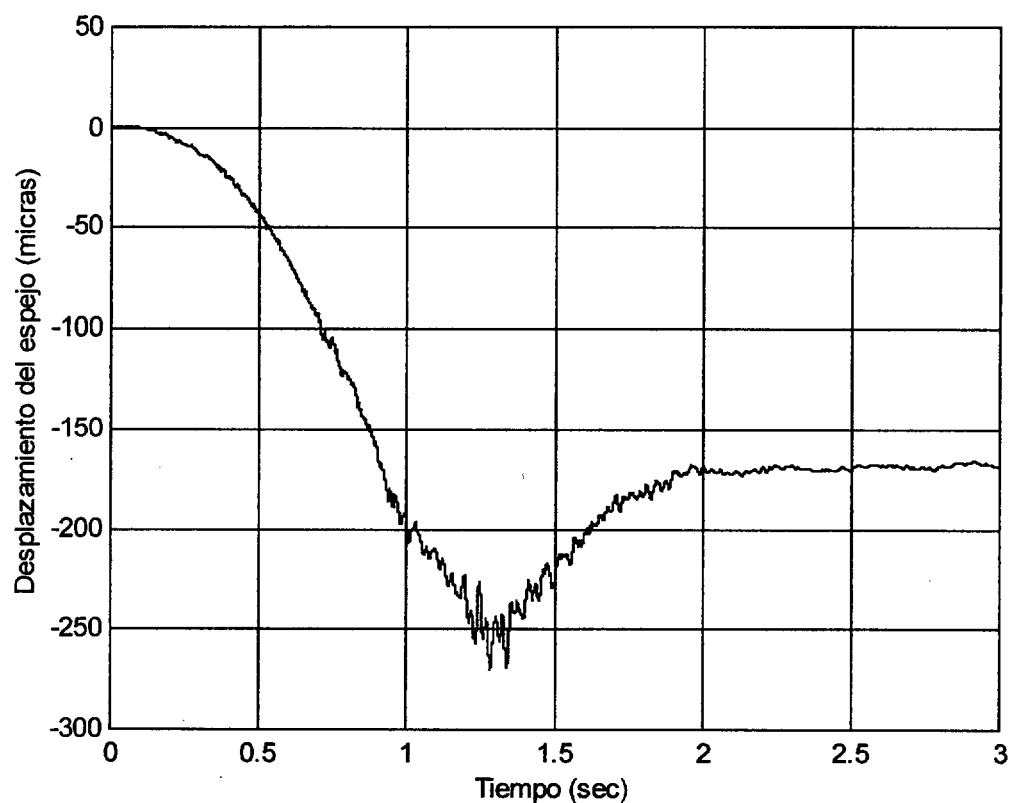
A lo largo de la campaña de Junio-Julio de 1999 se comenzó la instalación del sistema interferométrico comenzando con el estudio del alineamiento y la puesta en funcionamiento del sistema de adquisición de datos. Durante esta campaña se estudiaron detenidamente las vibraciones y desplazamientos mecánicos presentes en el interferómetro durante diferentes descargas y para ello se alineó y puso en funcionamiento un interferómetro con un único color, en este caso He-Ne. La elección de esta longitud de onda ( $\lambda = 633\text{nm}$ ) para realizar esta prueba estriba en la mayor sensibilidad de la misma a las vibraciones mecánicas (un factor 16 superior a la del  $\text{CO}_2$ ). Tras comprobar con la ayuda de una cámara de vídeo que el haz no se movía de manera perceptible, se verificó en primer lugar que el alineamiento se mantuvo durante todas las descargas, para posteriormente medir el movimiento del espejo y las vibraciones mecánicas presentes en el sistema interferométrico durante las mismas.

La mayor fuente de vibraciones (desplazamientos) en la máquina son las producidas por las fuerzas inducidas por las enormes corrientes en las bobinas que deben realizar la configuración magnética del TJ-II (*Figura IV.1*). Por esta razón y para una posterior comparación con los movimientos detectados en el espejo superior, en la *Figura IV.16* se muestra la evolución de las corrientes en las diversas bobinas del Stellarator durante un pulso de corriente.

En la *Figura IV.17* se observa el desplazamiento del espejo superior durante uno de los pulsos de corriente. En esta *Figura IV.17* podemos comprobar como el espejo se mueve alrededor de 250 micras lo que supone para el caso del  $\text{CO}_2$  un desfase superior a 10 franjas. Este movimiento se observa claramente que está inducido por las corrientes en las bobinas (*Figura IV.16*) pues comienza cuando dichas corrientes empiezan a subir, y cuando estas desaparecen ( $t=2$  seg.), el espejo deja de moverse. No obstante observamos que para ese tiempo ( $t=2$  seg.) el espejo no ha vuelto a su posición original. Esto es debido a que el calentamiento inducido por estas corrientes produce un desplazamiento en la estructura que tarda varios minutos en relajarse o enfriarse.



**Figura IV.16** Evolución temporal de las corrientes de las diversas bobinas. El plasma se produce en la parte donde las corrientes (es decir, el campo magnético) son constantes.



**Figura IV.17** Desplazamiento del espejo superior medido con el interferómetro de un sólo color, en este caso el He-Ne.

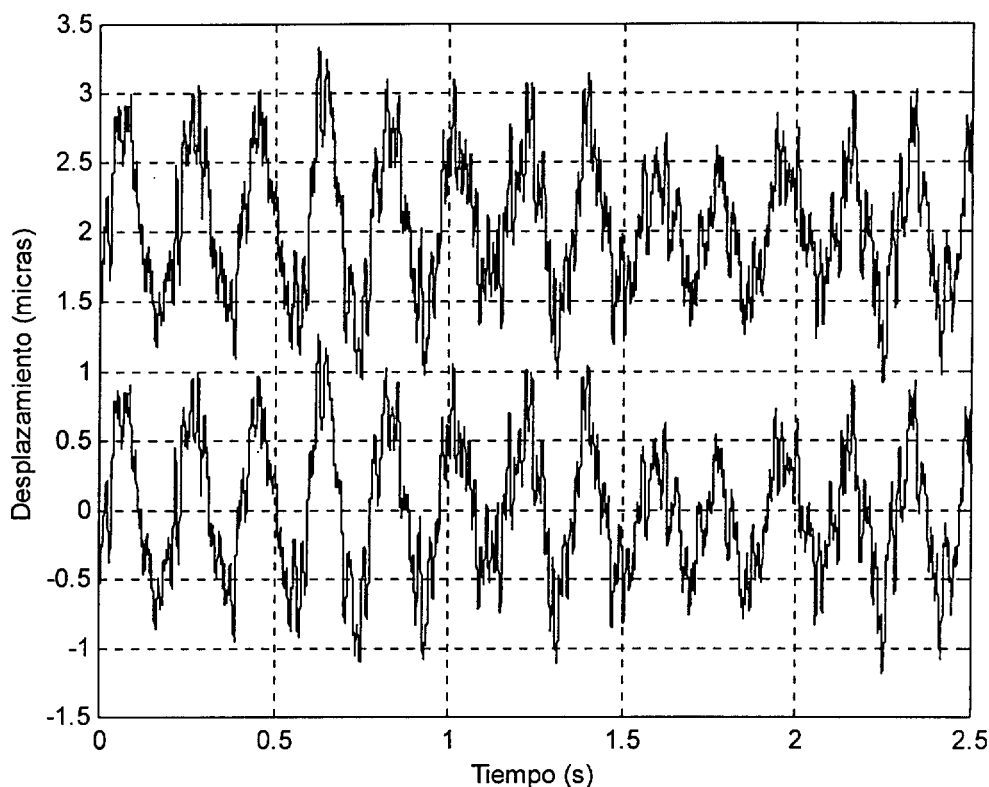
Sin embargo, podemos hacer otra lectura de este resultado. Cuando se discutió en capítulos anteriores sobre la conveniencia de utilizar un sistema basado en láser de CO<sub>2</sub> para medidas de densidades electrónicas, con la consiguiente necesidad de un segundo color para realizar la substracción, también se presentó la posibilidad de utilizar láseres en la región del infrarrojo lejano (FIR) que tienen una sensibilidad mucho mayor a la densidad electrónica y menor a las vibraciones mecánicas. Este resultado nos confirma que de haber tomado la decisión de utilizar un láser en el infrarrojo lejano hubiera sido imprescindible montar una estructura mecánica en C que rodee la estructura del TJ-II (ver *Figura IV.7*), ya que el desfase inducido sobre una radiación de esa longitud de onda ( $\lambda \approx 200 \mu\text{m}$ ) para una densidad  $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  es de 12.4 franjas, lo que impone un nivel de vibraciones mecánicas necesariamente por debajo de  $\lambda/10$  (20  $\mu\text{m}$ ).

#### **IV.4.2. Resultados experimentales del interferómetro heterodino con dos colores para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II.**

##### ***IV.4.2.1 Substracción en estática del sistema con dos colores.***

Una vez realizado en la campaña de Junio/Julio de 1999 el estudio de los movimientos de los diversos elementos del interferómetro, especialmente del espejo superior, vamos a mostrar en este apartado los primeros resultados de substracción de vibraciones mecánicas y medida de densidades electrónicas del sistema de dos longitudes de onda en el Stellarator TJ-II. Dichas medidas se obtuvieron en la campaña de Noviembre de 1999.

A mediados de Noviembre de 1999 y después de solucionados todos los inconvenientes relativos a la instalación de los diversos componentes (Anexo 3) se alineó el sistema definitivo con dos longitudes de onda ( $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  y  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ). Los primeros resultados, en cuanto al nivel de señal interferométrica en ambos canales, confirmaron lo ajustado del diseño dando para ambas señales valores próximos a los calculados. En ese sentido el alineamiento del sistema con dos longitudes de onda en régimen estático ha sido optimizado posteriormente.



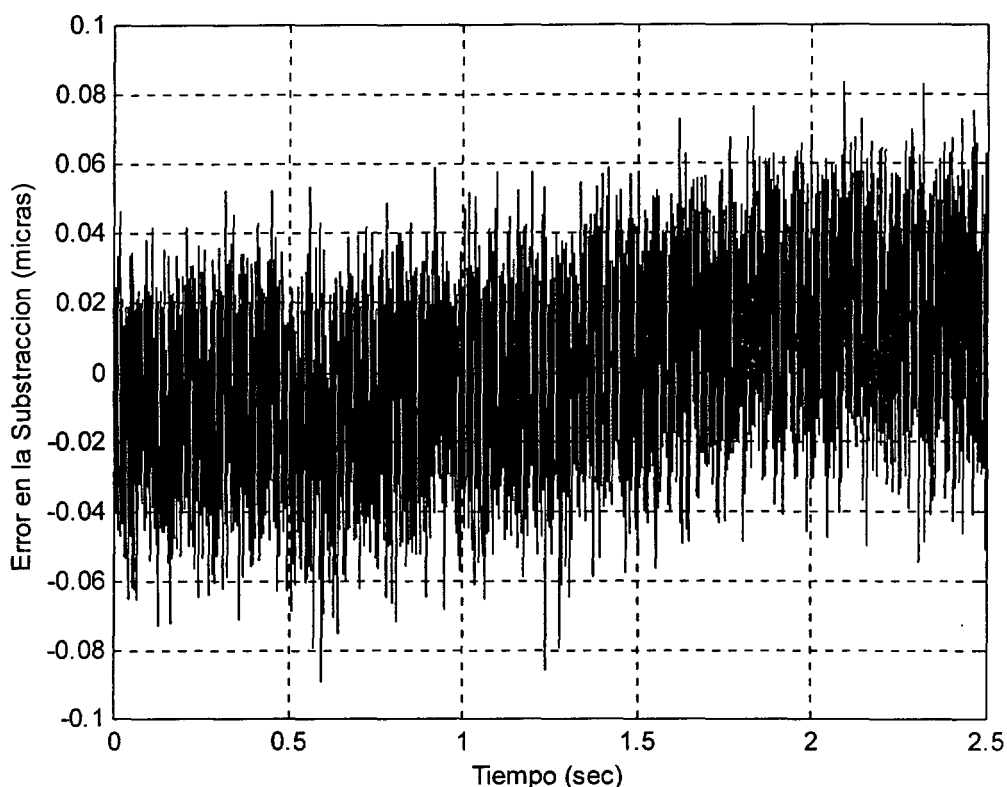
**Figura IV.18** Respuesta en estática del interferómetro láser con dos longitudes de onda. Trazas separadas por claridad. CO<sub>2</sub> traza superior, He-Ne traza inferior.

En la *Figura IV.18* se muestran los primeros resultados en régimen estático con el interferómetro láser heterodino de dos colores. Podemos observar claramente como las diversas vibraciones mecánicas presentes en el sistema mecánico (producidas por bombas de vacío y otros elementos auxiliares operando en el entorno del interferómetro) son seguidas por ambos canales dando lecturas iguales una vez realizada la correspondiente corrección en longitud de onda. En esta línea definimos el error en la substracción como:

$$\varepsilon = \phi_{\text{CO}_2} \lambda_{\text{CO}_2} - \phi_{\text{He-Ne}} \lambda_{\text{He-Ne}} \quad \text{IV.1}$$

En la *Figura IV.19* se muestra el error de substracción calculado según la Ecuación IV.1 para los datos mostrados en la *Figura IV.18*. El error cuadrático medio de substracción es del orden de 1/300 de franja, valor suficiente para realizar las medidas de densidad electrónica con la resolución requerida en el TJ-II (ver apartado III.2). Éste es uno de los primeros resultados del correcto funcionamiento del sistema interferométrico.



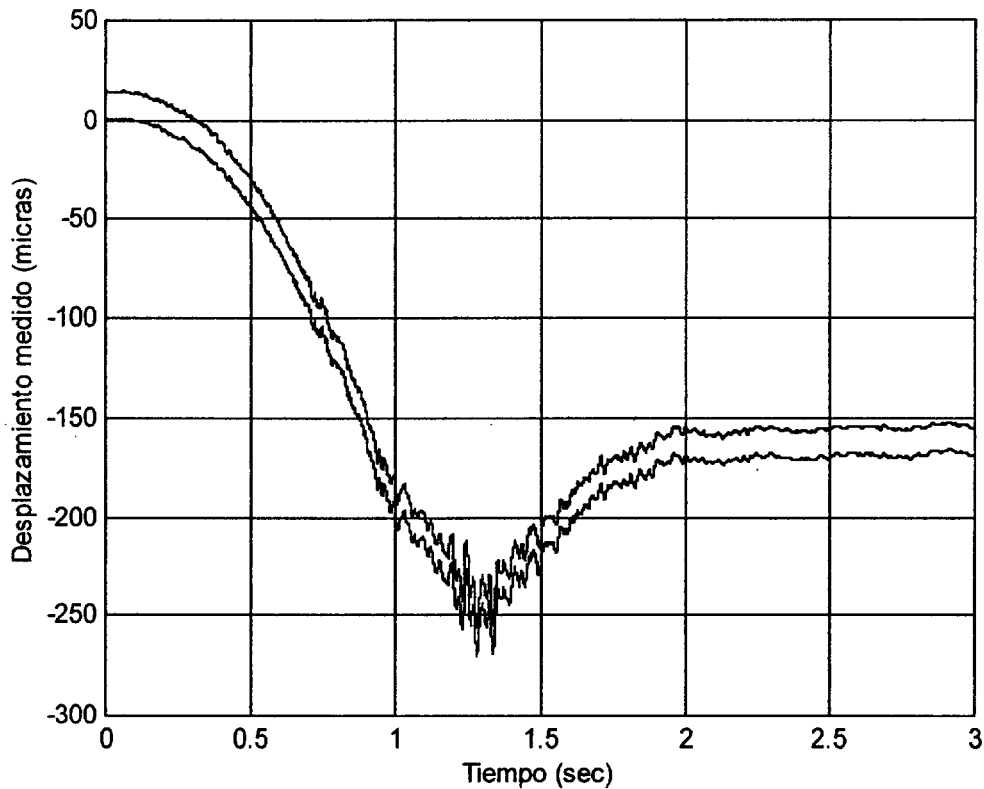


**Figura IV.19** Error de substracción en estática.

Sin embargo, debemos observar que el valor que se ha tomado para la longitud de onda del láser del  $\text{CO}_2$  para el cálculo del error de substracción  $\varepsilon$  es de  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  pero, como se indicó en el capítulo anterior, el láser de  $\text{CO}_2$  puede trabajar en diversas líneas. No obstante, en el caso de desplazamientos tan pequeños como los presentes en esta prueba, el error es prácticamente despreciable (Ecuación III.13) aunque, como se verá más adelante, en el caso de una descarga real del TJ-II va a ser un parámetro que debemos tener muy en cuenta.

#### *IV.4.2.2 Medida del desplazamiento del espejo superior con el sistema de dos colores. Necesidad de la corrección en longitud de onda del láser de $\text{CO}_2$ .*

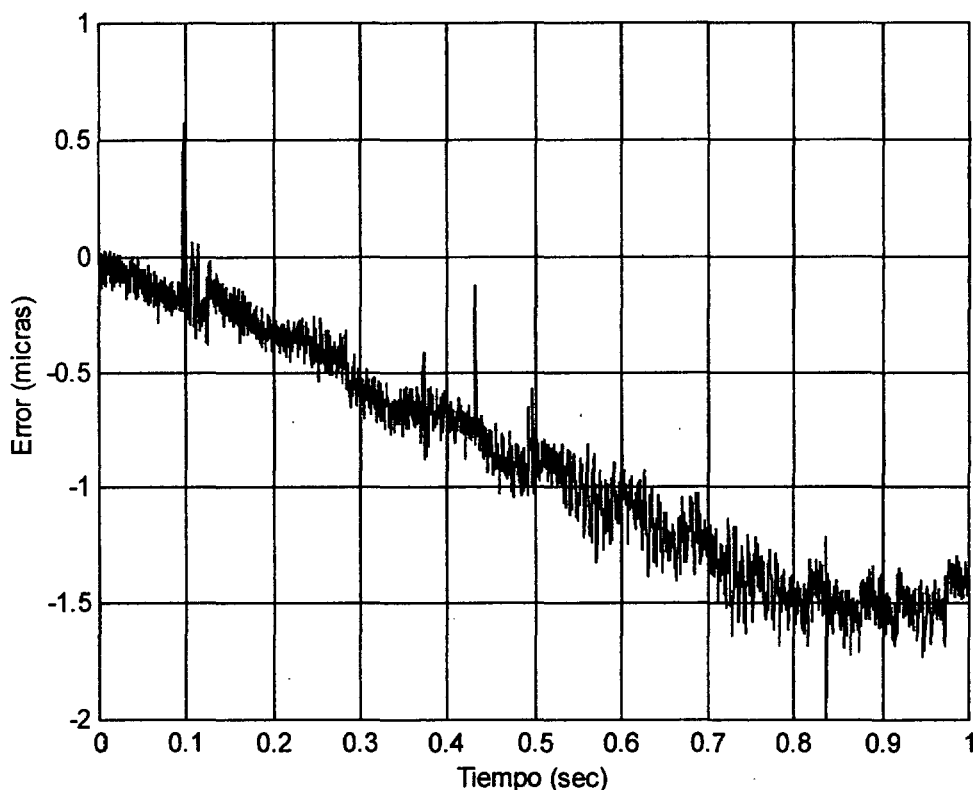
La primera prueba del correcto funcionamiento del sistema se muestra en la *Figura IV.20* donde se observa el desplazamiento del espejo superior medido por ambos canales durante una de las descargas del TJ-II. La señal correspondiente al  $\text{CO}_2$  está desplazada 10 micras por claridad con respecto a la lectura correspondiente al He-Ne.



**Figura IV.20** Desplazamiento del espejo superior medido con los dos canales. La señal correspondiente al  $\text{CO}_2$  ha sido desplazada el equivalente a 10 micras por claridad.

Como ya se indicó en su momento cuando se realizó la misma prueba pero con el láser de He-Ne, el desplazamiento equivalente medido es muy grande (del orden de 10 franjas de  $\text{CO}_2$ ) por lo que ahora un error en el valor de la longitud de onda del láser de  $\text{CO}_2$  sí que tiene una influencia mayor.

Esto se ve claramente en la *Figura IV.21* donde podemos observar el error entre las dos señales de la *Figura IV.20* durante el primer segundo del pulso en que las corrientes en las bobinas está subiendo para crear la configuración magnética y todavía no se ha generado el plasma. La pequeña pendiente de  $0,2 \mu\text{m}/0,1 \text{ seg}$  de esta señal diferencia revela un pequeño error en el valor tomado para la longitud de onda del  $\text{CO}_2$  que tenemos que corregir, si queremos realizar una correcta substracción de los desplazamientos y vibraciones mecánicas.



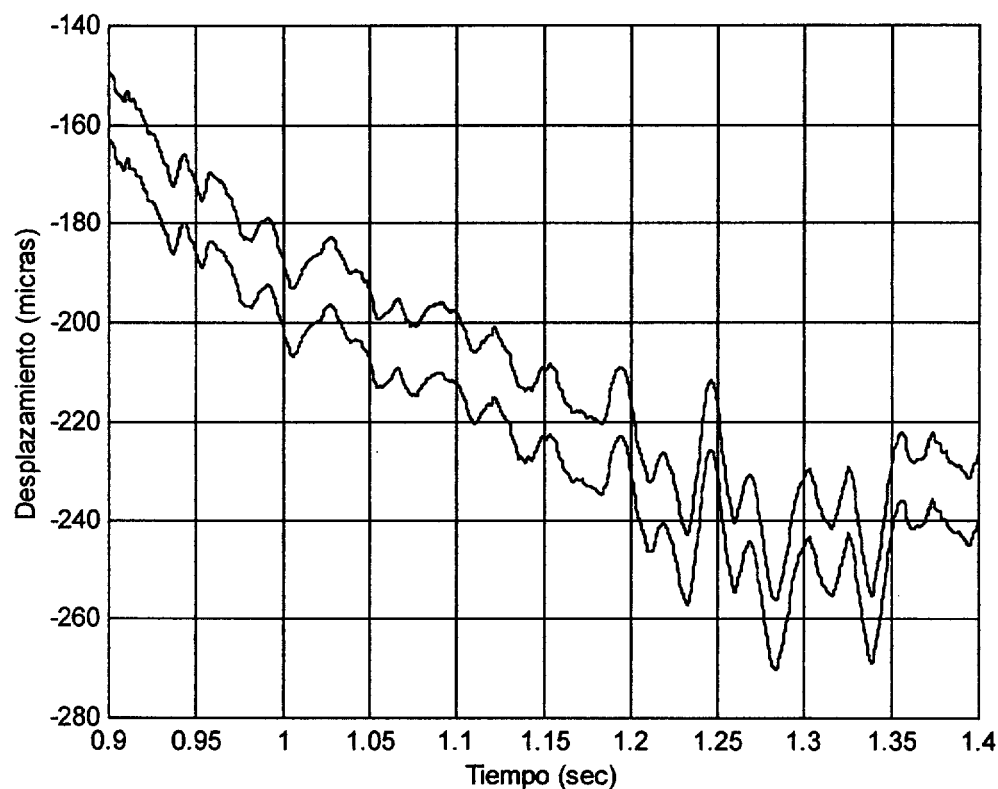
**Figura IV.21** Error entre las medidas del desplazamiento del espejo superior con ambos canales sin realizar la corrección en la longitud de onda del CO<sub>2</sub>.

El algoritmo para calcular la longitud de onda correspondiente al láser de CO<sub>2</sub> aprovecha precisamente el desplazamiento del espejo superior durante la rampa de subida de corriente en las bobinas. Como se puede ver a partir de la comparación de la *Figura IV.20* con la *Figura IV.16* el mayor desplazamiento del espejo se produce durante el primer segundo tras el inicio de la secuencia de pulso cuando se están alimentando las bobinas para crear la configuración magnética antes de que se genere el plasma. Durante ese segundo se obtiene el valor de la pendiente mostrada en la *Figura IV.21* y se corrige el valor de la longitud de onda del láser de CO<sub>2</sub> que se utiliza como dato en la corrección de las vibraciones mecánicas a partir de 0.9 segundos. El plasma se crea siempre en un  $t > 1$  sec.

#### IV.4.2.3 Primeros plasmas medidos con el interferómetro láser heterodino con dos colores.

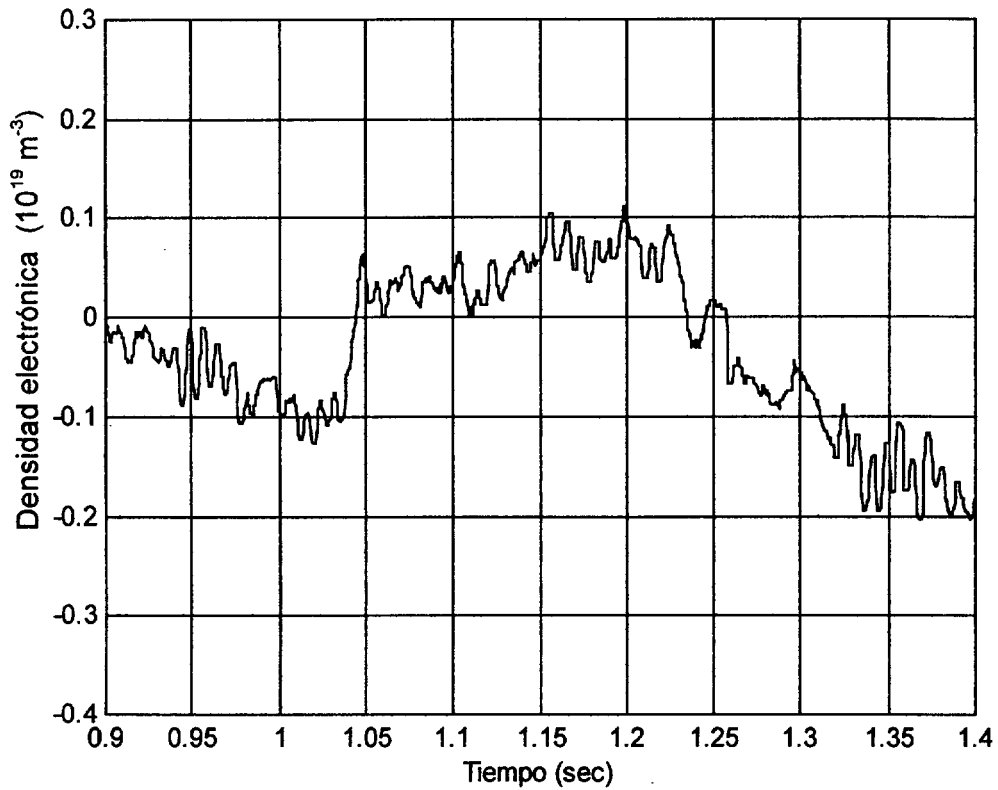
Aunque en fechas anteriores ya se observaron los primeros plasmas, el primer día completo de operación del interferómetro láser heterodino para medida de densidades electrónicas fue el 29 de Noviembre de 1999. Este día fue posible seguir todas las descargas sin ningún tipo de inconvenientes y sólo en dos descargas se produjo un salto de fase de varios números enteros de  $2\pi$  (varias franjas) en el He-Ne susceptible de ser solucionado de forma manual. En la *Figura IV.22* se muestra un ejemplo de las señales

leídas por ambos canales (descarga número 2550) una vez realizada la correspondiente corrección de la longitud de onda en la zona de presencia del plasma. A simple vista no parece que se detecte ningún plasma, sin embargo en la *Figura IV.23* se muestra la traza correspondiente a la densidad medida por el interferómetro láser heterodino una vez realizada la substracción de las señales de la *Figura IV.22* para la descarga del TJ-II número 2550. El plasma aparece como un cambio de fase equivalente en el CO<sub>2</sub> de 0.5  $\mu$ m.

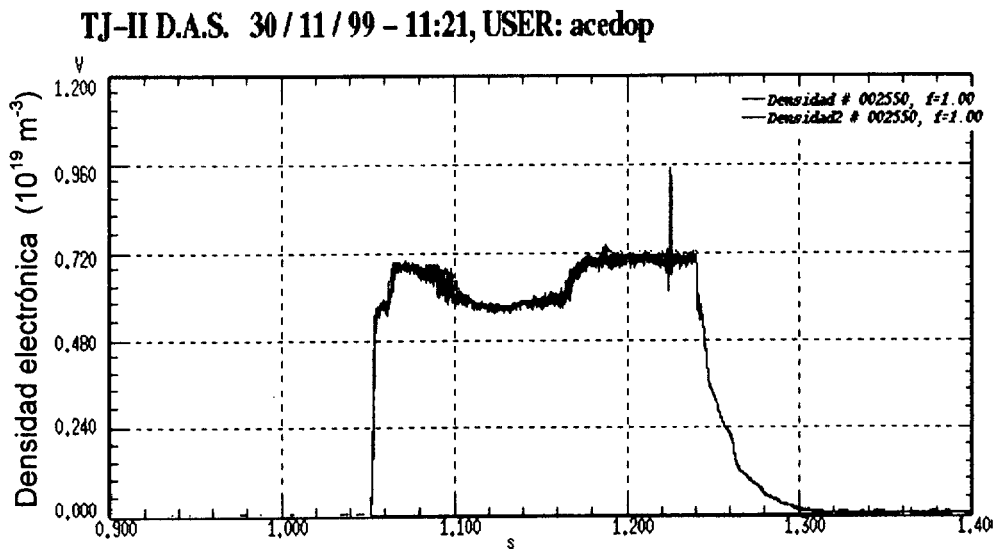


**Figura IV.22** Señales correspondientes a ambos canales tras corregir la longitud de onda en la zona de presencia del plasma.

En el perfil de densidad electrónica mostrado en la *Figura IV.23* ya se ha realizado la correspondiente corrección debida a la longitud de onda del láser de CO<sub>2</sub> y es directamente la salida de las rutinas de adquisición de señal y cálculo de la densidad electrónica según los algoritmos indicados en el Capítulo II. Ningún procesado adicional, salvo el correspondiente a la longitud de onda que está automatizado, fue necesario. En la *Figura IV.24* se muestra la traza de densidad medida por el interferómetro de microondas ( $\lambda=2$  mm) para la misma descarga del TJ-II, 2550.



**Figura IV.23** Lectura del interferómetro láser heterodino para medida de densidades electrónicas. Descarga 2550.



**Figura IV.24** Traza de densidad medida por el interferómetro de microondas para la descarga del TJ-II 2550.

Esta descarga, 2550, fue la primera con plasma del día 29 de Noviembre de 1999 y por esta razón la reflejamos aquí. Si comparamos las lecturas de la evolución de la densidad electrónica dadas por ambos interferómetros, el de infrarrojo *Figura IV.23* y el de microondas *Figura IV.24*, vemos que coinciden cualitativamente: nuestro sistema interferométrico láser

heterodino ha sido capaz de substraer las vibraciones mecánicas presentes en el sistema y resolver la presencia de plasma como un salto de fase de un periodo aproximado de 0.25 seg similar a la *Figura IV.24*. En el Anexo 4 se resumen los resultados de las medidas tomadas lo largo del día 29 de Noviembre de 1999.

#### *IV.4.2.4 Análisis de los resultados obtenidos.*

A partir de los primeros resultados obtenidos con el sistema de interferometría láser con dos longitudes de onda para medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II podemos concluir, en primer lugar, que la substracción de las vibraciones mecánicas se realiza de forma correcta durante las descargas una vez que aplicamos la corrección en longitud de onda. Esto nos ha permitido medir la densidad electrónicas de los plasmas generados en sucesivas descargas durante todo un día de operación (ver Anexo 4). Para analizar estas medidas vamos a comprarlas con las obtenidas por el interferómetro de microondas ( $\lambda=2\text{mm}$ ) que nos permitirá validar los resultados de medida de densidad electrónica con este interferómetro de cara a la segunda fase de operación en la que será el único diagnóstico capaz de dar la información en tiempo real de la medida.

Antes de comparar las medidas de ambos diagnósticos vamos a realizar algunas consideraciones sobre las medidas de cada uno de ellos. El interferómetro de microondas utiliza un esquema de Mach-Zehnder y tiene acceso al TJ-II con visión vertical a través de la ventana B8 (ver *Figura IV.5*). A pesar de esta vista vertical no tiene la misma visión del plasma que el interferómetro infrarrojo debido a la forma especial del plasma del TJ-II que gira alrededor del conductor central (ver *Figura IV.3*). A la hora de comparar los datos de ambos interferómetros hemos de tener en cuenta este aspecto. La cuerda correspondiente a la línea de visión del interferómetro de microondas es  $L_{\mu 0}=45\text{ cm}$  para la configuración 100\_40\_63 (la utilizada durante la operación del 29 de Noviembre de 1999). Con estos datos la densidad electrónica media medida por el interferómetro de microondas ( $\lambda= 2\text{mm}$ ) es (Ecuación II.10):

$$n_e = \frac{1}{L_{\mu 0}} \frac{\Delta\phi_{\mu 0}}{r_e \lambda} \quad \text{IV.2}$$

donde todos los parámetros de esta ecuación han sido descritos en el Capítulo II.

Para la misma configuración y en el caso de que el interferómetro infrarrojo estuviera alineado para pasar por el centro del plasma (*Figura IV.8*) la cuerda que vería el interferómetro infrarrojo sería  $L_i=42.5\text{ cm}$ . No obstante, se midió a posteriori la posición del haz de retorno resultando una cota para dicha cuerda de 1.72m (respecto del eje del toro) a

la que le corresponde una cuerda de 36.18 cm un poco alejada del centro del plasma. Para el caso del interferómetro de infrarrojo con dos longitudes de onda ( $\lambda_1 = 10.6 \mu\text{m}$  y  $\lambda_2 = 633 \text{ nm}$ ) la densidad media toma un valor (Ecuación II.31):

$$n_e = \frac{1}{L_1} \frac{\phi_1 \lambda_1 - \phi_2 \lambda_2}{r_e \lambda_1^2} \quad \text{IV.3}$$

donde, de nuevo, todos los parámetros de esta ecuación han sido descritos en dicho Capítulo II.

La comparación de la traza de densidad del interferómetro infrarrojo (*Figura IV.23*) con la del interferómetro de microondas (*Figura IV.24*), sin embargo, nos indica una no coincidencia en los valores de densidad media máxima obtenidos. La medida del interferómetro infrarrojo es un factor entre cuatro y cinco inferior a la del de microondas. En este sentido hemos de tomar esta última medida (la correspondiente al de microondas) como referencia debida a que dicho diagnóstico ha sido previamente contrastado frente a otros (scattering Thomson) demostrando su correcto funcionamiento. A partir de las ecuaciones IV.2 y IV.3 podemos interpretar este resultado como que el haz de medida del interferómetro con dos longitudes de onda está alineado según una cuerda que pasa bastante alejada al centro del plasma y estamos cometiendo un error al estimar  $L_1$ . Esto nos da un valor en la densidad media erróneo. Hay otra consideración a tener en cuenta si la cuerda pasa alejada del centro del plasma y es que al no atravesar la zona central de máxima densidad la lectura del valor medio puede ser menor.

Otra consideración que hay que hacer sobre estos primeros resultados de medida de densidad electrónica con el interferómetro infrarrojo en el TJ-II es la relativa al aspecto de la señal interferométrica. Ésta presenta una componente de rizado con frecuencias en el rango de 80 – 100 Hz. La razón de este fenómeno está en que no se están substrayendo completamente todas las vibraciones mecánicas presentes en el sistema. No obstante ese rizado tiene un equivalente de amplitud en densidad electrónica menor que  $10^{18} \text{ m}^{-3}$  que es el objetivo de diseño por lo que no supone un problema para la medida de las densidades esperadas en la fase de inyección de haces neutros ( $n_e \approx 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ).

Una última observación. En la señal interferométrica correspondiente al interferómetro de infrarrojos se observa una pequeña deriva de baja frecuencia que se observa en la señal interferométrica. Este efecto se ha relacionado con un leve desplazamiento del frente de onda en detección debido al movimiento del espejo superior teniendo en cuenta que dicha deriva es bastante repetitiva.

Para concluir hay que indicar que en el Anexo 4 se muestran algunas descargas medidas con el interferómetro infrarrojo correspondientes a la operación del día 29 de

Noviembre de 1999 y su comparación con la medida correspondiente del interferómetro de microondas.



#### **IV.5. Conclusiones.**

A lo largo del presente capítulo se ha mostrado el diseño, instalación, puesta a punto y operación del primer sistema interferométrico para medida de densidades electrónicas en un Stellarator basado en un láser de infrarrojo medio ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) con compensación de vibraciones mecánicas mediante el uso de otra longitud de onda (He-Ne,  $\lambda=633 \text{ nm}$ ). La puesta a punto de este sistema interferométrico láser heterodino con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II ha llevado consigo la medida de desfases debidos a la densidad electrónica muy pequeños en presencia de grandes desplazamientos y vibraciones mecánicas. Mediante la comparación de la traza de densidad obtenida con este diagnóstico con la medida por el interferómetro de microondas ( $\lambda=2\text{mm}$ ) hemos podido observar como es capaz de medir densidades electrónicas medias en el entorno de  $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , con una resolución en el entorno de  $1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Sin embargo, se ha detectado una discrepancia entre los valores máximos de densidad obtenidos por ambos interferómetros que se ha asociado con un error en la medida de la cuerda de medida del sistema infrarrojo. De la misma manera se ha identificado un pequeño rizado en la señal interferométrico debido al límite de substracción de las vibraciones mecánicas y una pequeña deriva de baja frecuencia que están siendo objeto de estudio.

Este interferómetro se ha mostrado lo suficientemente fiable como para mantenerse en operación durante todo un día sin ningún tipo de asistencia, por lo que demuestra su utilidad como señal de realimentación para el sistema de alimentación del TJ-II en su fase de calentamiento por haces neutros (NBI). Además, este resultado demuestra la viabilidad del uso de este tipo de diagnóstico interferométrico para la realización de esta medida en máquinas de baja y media densidad frente a la solución tradicional que involucra el uso de láseres en el infrarrojo lejano (FIR). Esto permitirá la instalación en estas máquinas de sistemas más compactos, baratos, fáciles de operar y con una mayor resolución espacial y temporal.

El trabajo a realizar en el interferómetro láser heterodino del Stellarator TJ-II presenta dos líneas de actuación claramente diferenciadas. En primer lugar, ya se están realizando los pasos necesarios para integrar el sistema actual en el sistema de adquisición global del TJ-II que hará de este diagnóstico uno de los fundamentales en futuras campañas de operación de esta máquina. La segunda línea de actuación parte de los resultados presentados en este capítulo (sistema monocal) para concebir, implementar y operar un sistema interferométrico multicanal para dotar al TJ-II de un diagnóstico capaz de dar la evolución temporal del perfil espacial de la densidad electrónica en tiempo real.



# **Capítulo V. Estudio de un Sistema de Interferometría Láser para el Tokamak C-mod usando un Láser de Nd:YAG con Doblado de Frecuencia.**

## ***V.1. Introducción.***

En el marco del trabajo que se presenta en esta tesis dedicada al estudio de sistemas de interferometría láser para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión, el presente capítulo se va a dedicar a describir el principio de medida, la implementación y la puesta en funcionamiento de un nuevo sistema láser interferométrico basado en el uso de un láser de Nd:YAG bombeado mediante diodos láser trabajando con su longitud de onda fundamental ( $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ ) y el primer armónico ( $\lambda=0.532 \mu\text{m}$ ) de visión tangencial.

En función de lo estudiado en anteriores capítulos, un sistema como éste se sitúa dentro de los esquemas láser interferométricos para la medida de densidades electrónicas basados en el uso de dos longitudes de onda, con la particularidad de usar una longitud de onda de medida mucho más pequeña ( $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ ), un factor 10 menor que en el caso del uso de un láser de  $\text{CO}_2$  ( $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ). Esto último nos lleva a tener que hacer consideraciones sobre el pequeño desfase inducido por el plasma en una longitud de onda tan corta y los problemas que eso conlleva de necesidad de una alta resolución en la medida de fase y una buena substracción de las vibraciones mecánicas. No obstante, y como se va a tratar extensamente en este capítulo, la concepción del sistema que se va a presentar dista bastante de la manera de operar de los sistemas con dos longitudes de onda tradicionales [5.1]. La diferencia fundamental va a estribar en el hecho de que ambas longitudes de onda se obtienen a partir del mismo oscilador láser mediante un cristal no-lineal estando, por lo tanto, ambas frecuencias enganchadas en fase.

En esta línea, en los últimos años se han planteado para su utilización en la medida de densidades electrónicas diversos esquemas que usan dos longitudes de onda armónicamente relacionadas, todos ellos basados en interferometría de segundo armónico,

[5.2] debido al alto nivel de inmunidad a las vibraciones mecánicas de este tipo de interferómetros. Sistemas basados en este principio se han utilizado para medir densidades electrónicas en plasmas fríos [5.3] (producidos dentro de una cavidad láser) y en máquinas de fusión de tipo espejo [5.4], llegándose incluso a plantear el diseño de uno de estos esquemas para su instalación en el Tokamak C-Mod [5.5]. Sin embargo, los problemas relacionados con estos sistemas que serán detallados posteriormente han evitado que se extienda su uso a otras máquinas de fusión como Tokamaks y Stellarators. En este orden de cosas, también se ha identificado como muy favorable desde el punto de vista de la detección el uso de sistemas con dos colores y que tengan una relación entre las longitudes de onda entera [5.6], como es el caso de un sistema interferométrico que utiliza dos longitudes de onda armónicamente relacionadas pero que no son generadas por el mismo oscilador láser. Sin embargo, hasta la fecha no se ha llegado a implementar ningún sistema definitivo basado en este principio.

En este sentido, el presente capítulo presenta las primeras medidas realizadas con un interferómetro láser heterodino basado en dos longitudes de onda generadas por un láser de Nd:YAG ( $\lambda=1.064\text{ }\mu\text{m}$  y  $\lambda=0.532\text{ }\mu\text{m}$ ) para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. Una ventaja fundamental de el sistema interferométrico que se presenta en este capítulo está relacionado con el uso de un único láser con doblado de frecuencia lo que evita el duplicado de láseres y sistemas de modulación de los sistemas con dos longitudes de onda. En esta línea el sistema que se va a presentar soluciona los problemas de poco espacio disponible y reducido acceso de las máquinas de fusión futuras [5.7] (ITER) permitiéndonos obtener un sistema más compacto y sin grandes mesas ópticas. Además nos va a permitir evaluar un sistema interferométrico para medida de densidades electrónicas con una vista tangencial del plasma, aspecto de gran interés no solo por el hecho de que ITER sólo disponga de puertos tangenciales [5.8], si no por las ventajas que la vista tangencial presenta para el estudio del borde del plasma [5.9].

Una ventaja adicional del uso de un sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas como el que se va a presentar que usa una longitud de onda de medida muy pequeña:  $\lambda=1.064\text{ }\mu\text{m}$  (Nd:YAG), consiste en la posibilidad de obtención de un interferómetro de una alta resolución espacial (pequeña longitud de onda) y prácticamente insensible a altos gradientes de densidad (es decir, sin problemas de refracción). Un sistema de este estilo permite el estudio de la estructura fina de la densidad electrónica en plasmas durante descargas en modo H [5.10] y del borde del plasma en dichas descargas, donde se presentan altos gradientes de densidad en distancias muy pequeñas. Sin embargo, todas estas ventajas suponen solucionados los problemas relacionados con el uso de esta

longitud de onda tan pequeña: baja sensibilidad y alta influencia de las vibraciones mecánicas.

El presente capítulo comienza presentando el principio de funcionamiento de este novedoso sistema de medida de densidades electrónicas basado en el uso de un láser de Nd:YAG funcionando con dos longitudes de onda, como un caso particular de un sistema de interferometría láser heterodina con doblado de frecuencia para realizar dicha medida. Una vez presentado el experimento se describirá su instalación como diagnóstico en el Tokamak Alcator C-Mod haciéndose hincapié en los aspectos de diseño fundamentales a la hora de integrar este diagnóstico en el entorno de dicha máquina. Continuaremos presentando la puesta a punto del diagnóstico para finalizar con los primeros resultados de medida de densidades electrónicas obtenidas con este sistema y su comparación con las medidas obtenidas con el interferómetro láser de dos longitudes de onda ( $\text{CO}_2$  y He-Ne) y vista vertical [5.12] instalado en el Tokamak Alcator C-Mod. El trabajo que se presenta se enmarca dentro de una colaboración entre el Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser de la Universidad Carlos III de Madrid y el Plasma Science and Fusion Center del Massachusetts Institute of Technology (EEUU), que comenzó en 1996 y activa actualmente.

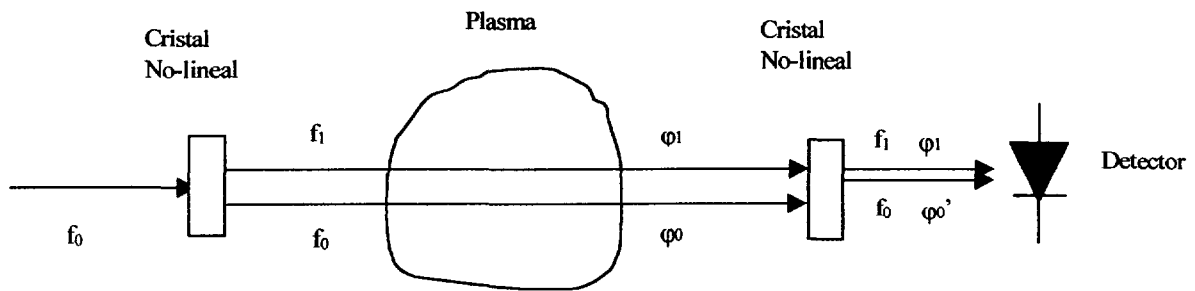


## **V.2. *Diseño conceptual de un sistema interferométrico a dos colores basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia.***

### **V.2.1. Sistemas de medida de densidades electrónicas basados en sistemas con doblado de frecuencia.**

Como se ha comentado en varias ocasiones a lo largo de la presente tesis, el parámetro fundamental para el buen funcionamiento de los sistemas con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión es la correcta substracción de las vibraciones mecánicas inducidas en el entorno de la máquina de fusión. En este sentido, los mayores esfuerzos en la fase de diseño e implementación de los mismos persiguen dicho objetivo como quedó patente en el capítulo anterior donde se describió la instalación y puesta a punto de uno de estos sistemas en el Stellarator TJ-II.

Los interferómetros de segundo armónico [5.2] (second –harmonic interferometers), también conocidos como interferómetros dispersivos no-lineales [5.13], son unos esquemas interferométricos basados en la interferencia de dos haces originados a partir del doblado de frecuencia de un único emisor láser. Estos son generados con ayuda de un cristal no-lineal y recombinados en otro cristal no-lineal una vez que el haz con las dos longitudes de onda se propague por el medio que está siendo estudiado (*Figura V.1*). Con esto se consigue que el perfil de interferencia a la salida del interferómetro sea sensible solamente a las propiedades dispersivas del medio estudiado siendo estos sistemas, por lo tanto, altamente insensibles a las vibraciones mecánicas [5.14]. Aunque originalmente se utilizaron estos esquemas para la caracterización de las propiedades dispersivas de diversos componentes ópticos [5.15], en seguida se ha buscado su aplicación en el estudio de medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión [5.16]. Vamos a estudiar un poco más en detalle el principio de funcionamiento de este tipo de esquemas interferométricos aplicados a medida de densidades electrónicas apoyándonos en la *Figura V.1* donde se muestra el esquema de principio de un interferómetro de este tipo [5.4].



**Figura V.1** Interferómetro de segundo armónico para la medida de densidades electrónicas.

Como se puede observar en la *Figura V.1*, un sistema interferométrico de segundo armónico consta de un emisor láser emitiendo en su frecuencia fundamental ( $f_0$ ) cuyo haz de salida se hace pasar a través de un cristal no-lineal de manera que a la salida del mismo tenemos un haz con dos frecuencias, la fundamental  $f_0$  y el primer armónico  $f_1$ . Una vez obtenidas ambas longitudes de onda propagándose de forma colineal se hacen pasar a través del plasma para posteriormente hacerlas incidir en un segundo cristal no-lineal. En este elemento la radiación correspondiente al segundo armónico pasa sin sufrir ninguna perturbación, pero el haz correspondiente al armónico fundamental vuelve a ser doblado, de tal forma que a la salida del mismo obtenemos dos haces a frecuencia  $f_1$  cuyo término de fase interferencial va a llevar la información de la densidad electrónica. En este sentido hay que hacer notar que ambos cristales no-lineales están diseñados para tener una baja eficiencia en el doblado de manera que una parte pequeña de la potencia incidente pase al primer armónico consiguiéndose de esta manera que los dos haces a frecuencia  $f_1$  a la salida del segundo doblador de frecuencia sean aproximadamente de la misma potencia maximizándose de esta manera el contraste interferencial.

Vamos a ver más en detalle como funciona este sistema. El desfase asociado a la onda de frecuencia  $f_0$  en su camino entre los dos dobladores es:

$$\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0} \int_0^L n(f_0) dl \quad \text{V.1}$$

donde  $L$  es la distancia entre ambos cristales y  $n(f_0)$  es el índice de refracción que soporta la onda al propagarse entre los mismos. De igual manera para la segunda longitud de onda (primer armónico):

$$\varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \int_0^L n(f_1) dl \quad \text{V.2}$$

Al pasar por el segundo cristal no-lineal la onda correspondiente al segundo armónico no sufre ninguna perturbación, sin embargo una parte de la radiación correspondiente a la frecuencia fundamental  $f_0$  si que se ve afectada por el cristal no-lineal y

tanto la frecuencia como la fase son dobladas [5.17], quedando la fase asociada a dicha onda con un valor:

$$\varphi'_0 = 2\varphi_0 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \int_0^L n(f_0) dl \quad V.3$$

Por lo tanto, a la salida del segundo cristal tenemos dos haces coherentes a igual frecuencia que interfieren siendo el término de interferencia proporcional a la diferencia entre el desfase sufrido por ambas ondas. Este término de fase interferencial toma un valor [5.13]:

$$\Delta\varphi = \varphi'_0 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda_1} \int_0^L [n(f_0) - n(f_1)] dl \quad V.4$$

Como podemos observar en la Ecuación V.4, el término de interferencia (que aparece en el primer armónico como se ha comentado) es proporcional solamente a la dispersión presente en el camino óptico recorrido por ambas longitudes de onda. Cualquier vibración o desplazamiento mecánico, al ser común a ambas frecuencias ópticas ( $f_0$  y  $f_1$ ) no aparece en el término de interferencia.

Si suponemos que la única fuente de dispersión en el sistema óptico es el plasma presente en el camino de los haces y partiendo de los resultados obtenidos en el Capítulo II (ecuaciones II.7 y II.8):

$$\Delta\varphi = \frac{3}{2} \frac{e^2}{4\pi c^2 m_e \epsilon_0} \lambda_0 \int_0^L n_e dl = \frac{3}{2} k \int_0^L n_e dl \quad V.5$$

$$k = \frac{e^2}{4\pi c^2 m_e \epsilon_0}$$

Es decir, el desfase medido a la salida entre las dos ondas en el primer armónico es proporcional a la integral de línea de la densidad electrónica e insensible a las vibraciones mecánicas. Notar además como el desfase es un factor 3/2 mayor respecto al que se obtiene simplemente con la longitud de onda  $\lambda_0$ .

En vista de estos resultados un sistema de este tipo presenta muchas ventajas para ser utilizado en el diagnóstico de plasmas. Por un lado tenemos la insensibilidad intrínseca de estos sistemas a las vibraciones mecánicas y por otro un único brazo de medida con dos longitudes de onda (*Figura V.1*). Un diagnóstico de este tipo reduce la complejidad de los sistemas heterodinos de dos longitudes de onda, elimina la necesidad de un brazo de referencia y además nos permite el estudio del perfil espacial de la densidad electrónica con una alta resolución debido a la pequeña longitud de onda utilizada. Debemos recordar que la



primera aplicación de este tipo de interferómetros fue el estudio del perfil espacial de componentes ópticos.

Sin embargo estos sistemas presentan problemas importantes de cara a obtener un diagnóstico fiable para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. En primer lugar el diagnóstico interferométrico tiene como objetivo fundamental el obtener la evolución temporal de la densidad electrónica a lo largo de una descarga de plasma. Estos sistemas, fundamentalmente homodinos, no permiten el seguimiento de la evolución de fenómenos rápidos y las condiciones de estabilidad de la lectura para tiempos largos se ven afectadas por la temperatura y la atmósfera del entorno de la máquina de fusión. Un problema adicional tiene que ver con el nivel de señal a la salida del interferómetro. Tradicionalmente se han usado láseres pulsados para estos sistemas, sin embargo para el caso del diagnóstico de medida de densidades electrónicas necesitamos láseres de onda continua con menor potencia a la salida. Esto unido al carácter homodino de estos sistemas nos da unas condiciones de relación señal a ruido muy bajas y, teniendo en cuenta los pequeños desfase que hemos de medir (longitud de onda pequeña), hace que estos sistemas solo hayan sido utilizados para el estudio de fenómenos estáticos (estudio del perfil espacial de componentes ópticos) o fenómenos no muy rápidos.

Estos problemas mencionados han hecho que si bien se han probado sistemas basados en este principio en máquinas tipo espejo [5.4] e incluso realizado diseños para Tokamaks [5.5] no se hayan llegado a implementar. Sin embargo, la condición  $\lambda_0 = n \lambda_1$  ( $n$  entero), intrínseca a los sistemas de segundo armónico, se identifica como una condición muy favorable desde el punto de vista de detección en los sistemas con dos colores, por lo que vamos a intentar aprovechar la condición de dos longitudes de onda enganchadas en fase para un sistema de interferometría heterodina tradicional con dos brazos (uno de medida y otro de referencia).

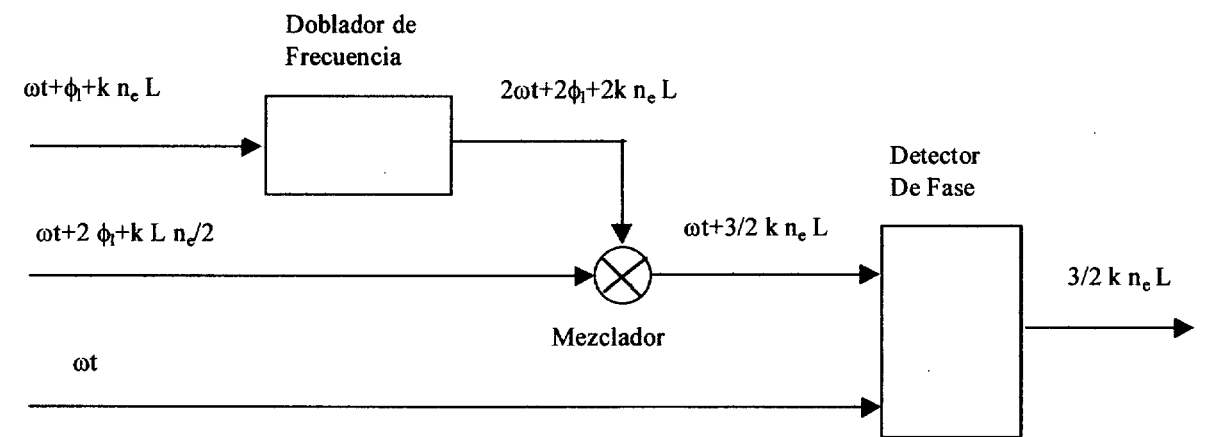
Supongamos que tenemos un sistema interferométrico heterodino (frecuencia de modulación  $f = \omega/2\pi$ ) con dos longitudes de onda que cumplen la condición  $\lambda_0 = 2 \lambda_1$  (enganchadas en fase). En este caso, si ambas longitudes de onda atraviesan exactamente el mismo camino, la señal de salida del interferómetro para la primera longitud de onda ( $\lambda_0$ ) es:

$$I = I_0 \cos(\omega t + \phi_1 + k \int_0^L n_e dl) \quad V.6$$

donde  $\omega=2\pi f$  es la pulsación de modulación,  $n_e$  la información relativa a la densidad electrónica,  $k$  una constante de proporcionalidad y  $\phi_1$  el desfase normalizado producido por las vibraciones mecánicas. Para el segundo color ( $\lambda_1 = \lambda_0/2$ )

$$I = I_0 \cos(\omega t + 2\phi_1 + \frac{k}{2} \int_0^L n_e \, dl) \tag{V.7}$$

donde podemos observar en esta Ecuación V.7 como, debido a la condición  $\lambda_0=2 \lambda_1$ , el desfase producido por las vibraciones mecánicas toma un valor doble respecto al caso de  $\lambda_0$  y el desfase debido a la densidad electrónica es exactamente la mitad. Si introducimos esas dos señales en un circuito como el de la *Figura V.2* vemos como directamente la salida es la información debida a la densidad electrónica habiéndose eliminado toda información sobre las vibraciones mecánicas [5.6]:



**Figura V.2.** Diagrama de un sistema de detección analógico que realiza directamente la substracción de las vibraciones mecánicas ( $\lambda_0 = 2 \lambda_1$ ). Por simplicidad se ha supuesto un plasma de densidad constante  $n_e$  y longitud  $L$ .

Aunque en este caso hemos supuesto que el sistema interferométrico es heterodino con un brazo de medida y otro de referencia, el resultado obtenido de  $\Delta\phi = 3/2 \, k \, n_e \, L$  (*Figura V.2*) es análogo al caso de interferómetros de segundo armónico. Los sistemas interferométricos de segundo armónico se fundamentan en que al ser el desfase inducido por las vibraciones exactamente el doble en un canal que en el otro, al realizar el doblado de frecuencia y hacer interferir los dos haces, esa información común a ambos canales desaparece del término de interferencia. En el circuito de la *Figura V.2*, ese doblado se realiza electrónicamente, pero si garantizamos la condición  $\lambda_0 = 2 \lambda_1$ , el desfase debido a las vibraciones mecánicas también desaparece.

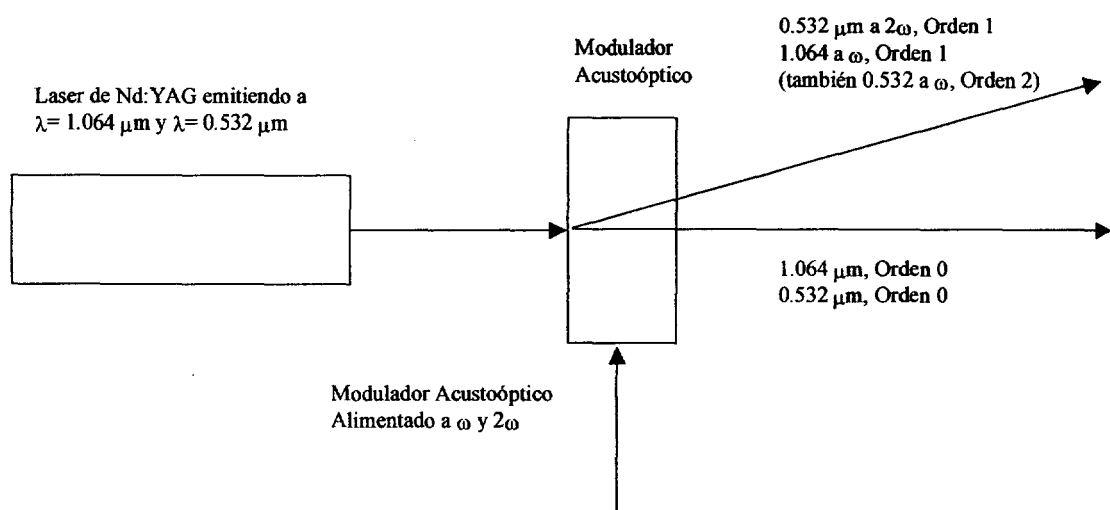
En este sentido, se propusieron sistemas basados en este principio que proponían la opción de utilizar láseres de CO<sub>2</sub> y CO sintonizados en una relación 2:1 en un 1% o menor para implementar este sistema de detección mostrado en la *Figura V.2* [5.6]. Sin embargo

un sistema como éste no presenta ninguna ventaja pues necesita de dos láseres y se complica sobremanera el sistema al requerir la estabilización en longitud de onda de los emisores láser. Además, un sistema de este tipo obvia la característica fundamental de los sistemas de segundo armónico y es que *ambas longitudes de onda en el interferómetro han de estar enganchadas en fase*.

En esta línea, en el epígrafe siguiente se va a presentar un sistema interferométrico de medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión basado en el uso de un láser de Nd:YAG doblado en frecuencia, con un novedoso sistema de modulación utilizando un único modulador acustoóptico y que presenta inmunidad a las vibraciones mecánicas.

### V.2.2. Principio de Funcionamiento de un sistema interferométrico para la medida de densidades electrónicas basado en un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia.

Como se ha comentado en el epígrafe anterior, el hecho de utilizar en un sistema con dos colores para la medida de densidades electrónicas dos longitudes de onda armónicamente relacionadas presenta varias ventajas desde el punto de vista de insensibilidad a las vibraciones mecánicas. En ese sentido los sistemas interferométricos de segundo armónico aportan además la ventaja de usar un único láser, por lo que se reduce el espacio ocupado y el coste del sistema final, además de evitar el trabajo tan costoso de hacer colineales los dos haces provenientes de cada láser (por ejemplo CO<sub>2</sub> y He-Ne) en los sistemas con dos colores tradicionales. En la Figura V.3 se muestra el principio de funcionamiento básico de un sistema para la medida de densidades electrónicas basado en un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia [5.10].



**Figura V.3** Principio de funcionamiento del sistema interferométrico a dos colores basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia.

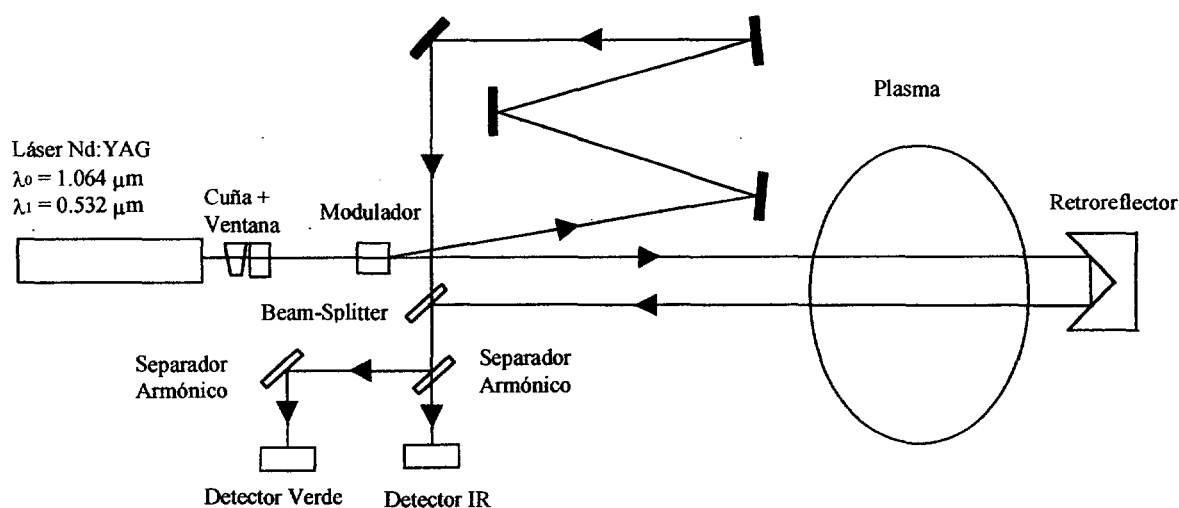
Como se puede observar en esta Figura V.3, el sistema se basa en un único láser de Nd:YAG con un cristal no-lineal en su interior de manera que su salida está compuesta por dos longitudes de onda, la fundamental ( $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ ) y el primer armónico ( $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ), enganchadas en fase. El hecho de usar un único láser implica un sistema definitivo mucho más compacto. La segunda novedad de este sistema viene del hecho de utilizar un único modulador acustoóptico. Como podemos observar en esta figura, la salida del emisor láser se introduce en el mencionado modulador cuya señal de entrada está compuesta de la suma de dos pulsaciones  $\omega$  y  $2\omega$  (una el doble de la otra). Estas dos señales electrónicas están también enganchadas en fase ya que la segunda se obtiene a partir del doblado en frecuencia de la primera.

Por lo tanto, a la salida del modulador acustoóptico tenemos por un lado, los haces correspondientes al orden 0 para cada una de las longitudes de onda que salen colineales y sin difractar del modulador acustoóptico y que conformarán el brazo de medida del interferómetro. Por otro lado aparecerán diversos órdenes superiores de los que nos interesan, como se indica en la Figura V.3, el primer orden desplazado una frecuencia  $\omega$  correspondiente a la longitud de onda en el infrarrojo ( $\lambda = 1.064 \mu\text{m}$ ) y el primer orden a la frecuencia  $2\omega$  correspondiente a la longitud de onda en el visible ( $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ). Debido al factor dos en la longitud de onda y en la frecuencia, y dado que ambas están enganchadas en fase (tanto las longitudes de onda como las frecuencias de modulación) el ángulo de salida de ambos órdenes es idéntico quedando superpuestos y copropagándose colinealmente; estos serán nuestro brazo de referencia del interferómetro. Hacer notar que superpuestos a estos dos órdenes se haya el orden 2 correspondiente a la frecuencia  $\omega$  para la longitud de onda en el visible ( $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ ), que habrá que filtrarlo electrónicamente en las etapas de demodulación.

En la *Figura V.4* se muestra el esquema de un interferómetro con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas basado en el principio descrito anteriormente [5.10]. Como se puede observar, una vez obtenidos los brazos de medida y de referencia a la salida del modulador acustoóptico el resto del esquema es similar a un sistema interferométrico heterodino con dos colores tradicional salvo que en este caso las dos longitudes de onda están generadas por el mismo láser.

Sin embargo, en esta *Figura V.4* podemos observar algunas diferencias respecto al esquema de principio del sistema interferométrico instalado en el Stellarator TJ-II. En primer lugar hay que destacar el uso de un retroreflector como espejo final del brazo de medida, sobre lo que volveremos posteriormente y, aunque de menor importancia, hay que notar el uso de dos separadores armónicos que tienen como objetivo, además del de separar ambas

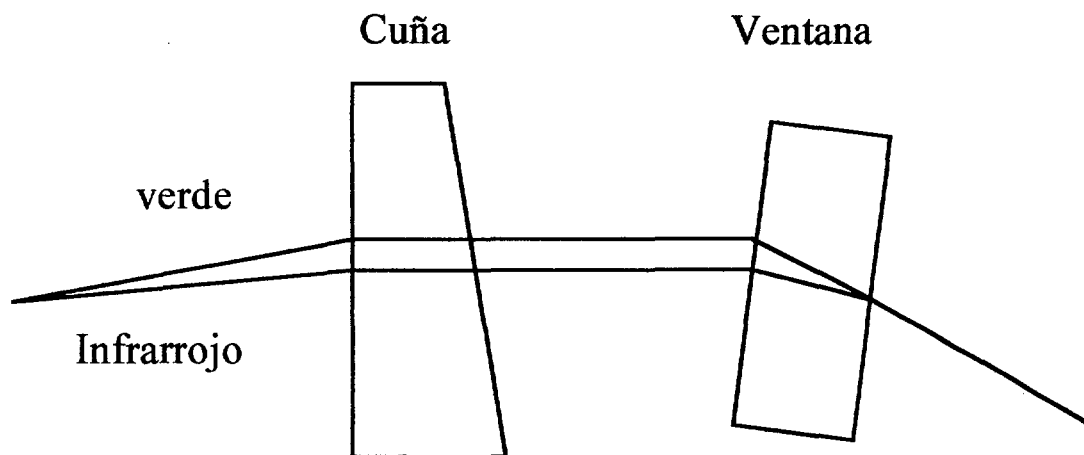
longitudes de onda para detección, apantallar la luz proveniente del plasma para que no entre en los detectores. No obstante hay dos elementos adicionales indicados como cuña+ventana entre el láser y el modulador acustoóptico que no han aparecido en la descripción del principio de funcionamiento de este esquema y en los que nos vamos a detener brevemente.



**Figura V.4** Esquema de principio del sistema interferométrico.

Como se ha indicado en repetidas ocasiones, todos los sistemas interferométricos con dos colores y especialmente los basados en el uso de segundo armónico se basan en una perfecta colinealidad de ambas longitudes de onda para recorrer exactamente el mismo camino a lo largo del interferómetro. No obstante mantener una perfecta colinealidad de las dos longitudes de onda que salen de un cristal no-lineal tras el doblado no es fácil requiriendo un control de temperatura del cristal así como un sistema de estabilización. Este no es el caso del láser utilizado en este esquema que presenta, después del calentamiento, una pequeña divergencia del orden de 1 mrad entre ambas longitudes de onda. Los componentes ópticos situados entre el láser y el modulador acustoóptico, una cuña y una ventana (*Figura V.4*), corrigen esa pequeña divergencia propagándose desde entonces ambas longitudes de onda de manera colineal. En la *Figura V.5* se muestra esta idea tras la corrección. Los detalles relacionados con el estudio de este ángulo y su corrección se encuentran en el Anexo 5.





**Figura V.5** Detalle de la solución adoptada para corregir el ángulo de divergencia entre ambas longitudes de onda a la salida del láser de Nd:YAG.

Una vez realizadas estas consideraciones, vamos a ver el funcionamiento del esquema interferométrico para la medida de densidades electrónicas mostrado en la *Figura V.4* a partir de las señales de salida del mismo. La señal a la salida del detector correspondiente al canal infrarrojo ( $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ ) es de la forma [5.10]

$$I_{\text{IR}} = I_0 \cos(\omega t + \phi_p + \phi_{\text{IR}}) \quad \text{V.8}$$

donde  $\phi_p$  es el desfase debido al plasma a la longitud de onda correspondiente al infrarrojo ( $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ ) y  $\phi_{\text{IR}}$  es el desfase inducido por las vibraciones mecánicas presentes en el sistema y que viene dado por.

$$\phi_{\text{IR}} = 2\pi \frac{\Delta l}{\lambda_{\text{IR}}} \quad \text{V.9}$$

siendo  $\Delta l$  el desplazamiento inducido por dichas vibraciones. La salida para el canal correspondiente al visible es [5.10]

$$I_v = I_0 \cos(2\omega t + \frac{\phi_p}{2} + 2\phi_{\text{IR}}) \quad \text{V.10}$$

donde hemos tomado para el desfase inducido por el plasma a esta longitud de onda la mitad del que se produce para el caso infrarrojo (ver Ecuación II.25) y el desfase debido a las vibraciones mecánicas es el doble ya que este es proporcional a  $1/\lambda$  ( ver Ecuación II.24). Si dividimos la fase de la señal de salida del interferómetro infrarrojo ( $I_{\text{IR}}$ ) por dos y la señal correspondiente al visible ( $I_v$ ) por cuatro obtenemos:

$$I_{IR} = I_0 \cos\left(\frac{\omega t}{2} + \frac{\varphi_p}{2} + \frac{\Delta l}{2}\right) \quad V.11$$

$$I_v = I_0 \cos\left(\frac{\omega t}{2} + \frac{\varphi_p}{8} + \frac{\Delta l}{2}\right) \quad V.12$$

Como podemos observar, estas dos señales son exactamente de la misma frecuencia (al estar enganchas en fase las dos frecuencias de modulación), por lo que al detectar la diferencia de fase entre ambas señales obtenemos directamente:

$$\varphi = \frac{3}{8} \varphi_p \quad V.13$$

donde, se recuerda,  $\varphi_p$  es el desfase introducido por el plasma a la longitud de onda correspondiente al infrarrojo ( $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ ) y toda influencia de las vibraciones mecánicas se compensan, quedando sólo la información de la densidad electrónica en el desfase medido a la salida del interferómetro. Vamos a hacer algunas consideraciones a partir de este resultado.

La primera tiene que ver con la insensibilidad a las vibraciones mecánicas de este esquema al no aparecer la información debida a éstas en la señal de salida. Las especiales propiedades de este tipo de sistemas (dos longitudes de onda enganchadas en fase y dos frecuencias de modulación enganchadas en fase) permiten que no haya que detectar de manera independiente la fase para cada una de las longitudes de onda y luego substrair ambas para obtener la información sobre la densidad, si no que directamente la salida del interferómetro da la señal de densidad. Esto permite obtener la información de densidad en tiempo real, de forma directa y sin la complejidad del sistema de adquisición y substracción de los sistemas tradicionales como es el caso del utilizado por el sistema interferométrico CO<sub>2</sub> He-Ne del Stellarator TJ-II (ver Capítulo IV).

La segunda, se refiere al hecho de usar dos longitudes de onda para eliminar la información de las vibraciones mecánicas. En este sentido este sistema es equivalente a un sistema de interferometría láser con dos colores pero que utiliza *un único láser doblado en frecuencia* con el consiguiente ahorro de espacio y mejora en la facilidad de implementación.

Sin embargo, hay una última apreciación que tiene que ver con los posibles inconvenientes relacionados con el pequeño desfase inducido por el plasma. Como se ha indicado, la longitud de onda utilizada (Nd:YAG,  $\lambda=1.064 \mu\text{m}$ ) es un factor 10 menor a la usada de manera general en sistemas con dos longitudes de onda (láser de CO<sub>2</sub>,  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$  y láser de He-Ne,  $\lambda=633 \text{ nm}$ ) por lo que los desfases detectados son diez veces menores que en el caso del láser de CO<sub>2</sub> y además, debido al sistema de detección empleado, el

desfase inducido para dicha longitud de onda viene reducido en un factor 3/8. En este sentido se vuelve a poner de manifiesto la necesidad de disponer de sistemas de detección de fase de muy alta resolución y sensibilidad para los sistemas interferométricos con dos colores para la medida de densidades electrónicas en plasmas.

### V.2.3. Conclusiones.

En el presente apartado se ha presentado el principio de funcionamiento de los sistemas con dos longitudes de onda para la medida de densidades electrónicas basados en sistemas con doblado de frecuencia ( $\lambda_0 = 2\lambda_1$ ) a partir de la idea de los interferómetros de segundo armónico. Tras una breve revisión de sus ventajas e inconvenientes se ha terminado con la presentación un nuevo sistema para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión basado en un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia y un único modulador acustoóptico. De este nuevo sistema se ha presentado el principio de funcionamiento y un esquema interferométrico para su aplicación para medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión.

Este nuevo sistema presenta grandes ventajas para ser aplicado en máquinas de alta densidad y alto gradiente, debido a la baja longitud de onda de medida empleada. También se presenta como un avance de cara a la obtención de sistemas compactos y fáciles de usar en máquinas de fusión de alta densidad. La pequeña longitud de onda utilizada presenta además la posibilidad de una alta resolución espacial en el estudio del perfil de densidad. En el siguiente apartado vamos a describir la instalación, puesta a punto y operación de este sistema en el Tokamak Alcator C-Mod situado en el Plasma Science and Fusion Center del Instituto Tecnológico de Massachusetts (EEUU).



### **V.3. Instalación de un interferómetro láser heterodino basado en un láser de Nd:YAG doblado en frecuencia en el TOKAMAK C-Mod (PSFC-MIT).**

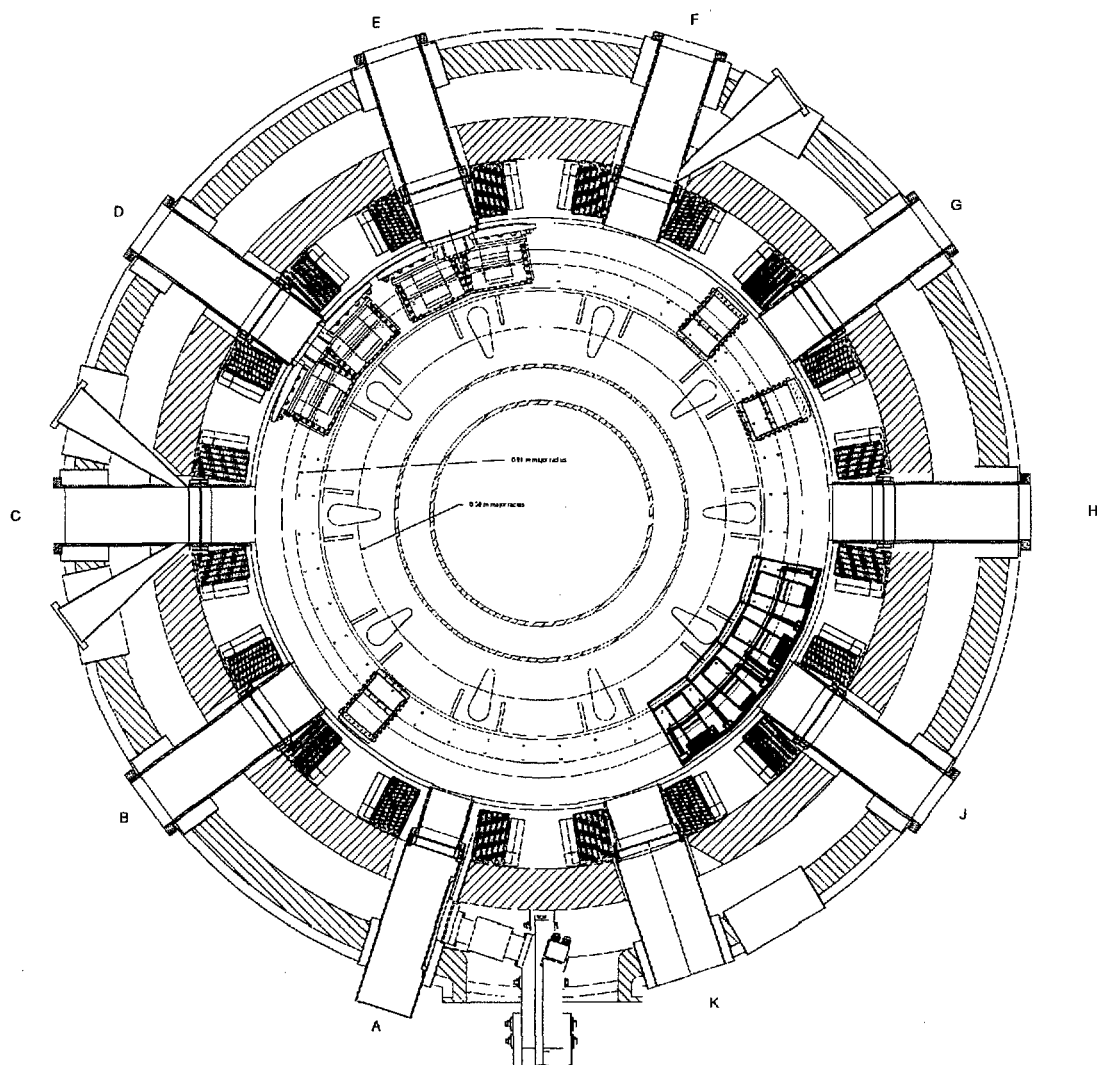
#### **V.3.1. El Tokamak Alcator C-Mod.**

El Tokamak Alcator C-Mod es el tercero de una serie de máquinas experimentales instaladas en el Plasma Science and Fusion Center del Instituto Tecnológico de Massachusetts (MIT) y diseñadas para estudiar regímenes de operación de alta densidad y alto campo toroidal. Los principales parámetros de diseño de Alcator C-Mod son [5.11]:

Campo Toroidal máximo ( $B_T$ )	9 Tesla
Densidad Electrónica ( $n_e$ )	$1 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$
Corriente en el plasma ( $I_d$ )	3 MA
Radio menor ( $a$ )	0.21 m
Radio mayor ( $R_0$ )	0.67 m
Elongación ( $\kappa$ )	1.8

***Tabla V.1 Principales parámetros del Tokamak Alcator C-Mod***

Este Tokamak ha sido diseñado con el objetivo de proveer una amplia capacidad de acceso. Un total de 10 puertos horizontales así como dos tangenciales permiten la visión lateral del plasma. Veinte puertos adicionales en la dirección vertical y espaciados de manera equidistante toroidalmente permiten, a su vez, una visión adicional del plasma. En la *Figura V.6* se muestra un corte superior de la vasija de Alcator C-Mod donde se marcan los diversos puertos laterales y tangenciales con su correspondiente notación. El lado Norte es el correspondiente a los puertos A y K.



**Figura V.6** Vista superior del C-Mod en el plano central indicando los diversos puertos de acceso lateral y tangencial.

Como se comentó en la introducción, una de las nuevas aportaciones que pretende explorar este nuevo interferómetro con respecto al sistema actualmente instalado en el Tokamak C-Mod, es la vista tangencial del plasma. Como se justificará posteriormente esto nos permitirá realizar estudios del plasma imposibles de realizar con una visión vertical del mismo, sobre todo en lo que respecta al borde. En nuestro caso, el puerto que vamos a utilizar como acceso para el interferómetro es el puerto C. Como se puede ver en la Figura V.6, el puerto C es uno de los que permite una visión tangencial del plasma (junto con los puertos K y F), pero debido a lo concurrido de dichos accesos, se optó finalmente por entrar según el puerto C de forma lateral para mediante un espejo adicional iluminar el retroreflector instalado en una de las paredes (ver al apartado correspondiente al brazo de medida).

Como se ha comentado, Alcator C-Mod fue dotado de bastantes puertos de acceso que además han sido bien aprovechados confiriéndole un alto poder de diagnóstico. En nuestro caso, de todos los sistemas instalados nos va a interesar, desde el punto de vista de validación de los resultados obtenidos con el nuevo interferómetro basado en el uso de un láser de Nd:YAG, el interferómetro láser con dos longitudes de onda ( $\text{CO}_2$  y He-Ne) que tiene instalado el Alcator C-Mod. Este es un sistema multicanal (con un total de 10 canales) con vista vertical del plasma que ha demostrado una gran fiabilidad pero que presenta dos inconvenientes debido a su vista vertical del plasma. El primero de estos problemas está relacionado con el hecho de que la línea vertical de visión pase a través de la zona del divertor<sup>#</sup> y el segundo con el hecho de que ninguna de las cuerdas del sistema llega hasta el borde del plasma, por lo que no es posible estudiar esa zona con el interferómetro. A pesar de esto, este va a ser nuestro diagnóstico de referencia en todas las pruebas realizadas con el nuevo sistema interferométrico que pasamos a describir.

### V.3.2. El Interferómetro láser heterodino basado en un láser de Nd:YAG doblado en frecuencia del Alcator C-Mod.

En este epígrafe se va a describir el interferómetro láser heterodino para la medida de densidades electrónicas basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia que ha sido instalado en el Tokamak Alcator C-Mod. Este trabajo de instalación puesta a punto y operación de dicho interferómetro se enmarca, como se comentó anteriormente, en una colaboración entre la Universidad Carlos III de Madrid y el Plasma Science and Fusion Center (MIT, EEUU).

Este sistema interferométrico está basado en el principio de funcionamiento descrito en el apartado V.2.2 y por lo tanto en los siguientes apartados solamente iremos describiendo los detalles relativos a la instalación y puesta a punto de este sistema.

---

<sup>#</sup> El divertor es una cámara de vacío auxiliar donde mediante unas bobinas auxiliares se desvía el plasma de la última superficie magnética (el más "sucio"). En esa zona es donde se produce la mayor interacción plasma-pared, quedando las impurezas debidas a dicha interacción desacopladas del plasma principal. Se obtiene así un plasma más "limpio" [5.18]. En el caso del C-Mod hay dos, uno en la parte inferior de la vasija, cerrado, y uno en la superior, abierto. Es en la zona inferior donde se produce la mayor concentración de impurezas.

### V.3.2.1 Esquema óptico del sistema interferométrico.

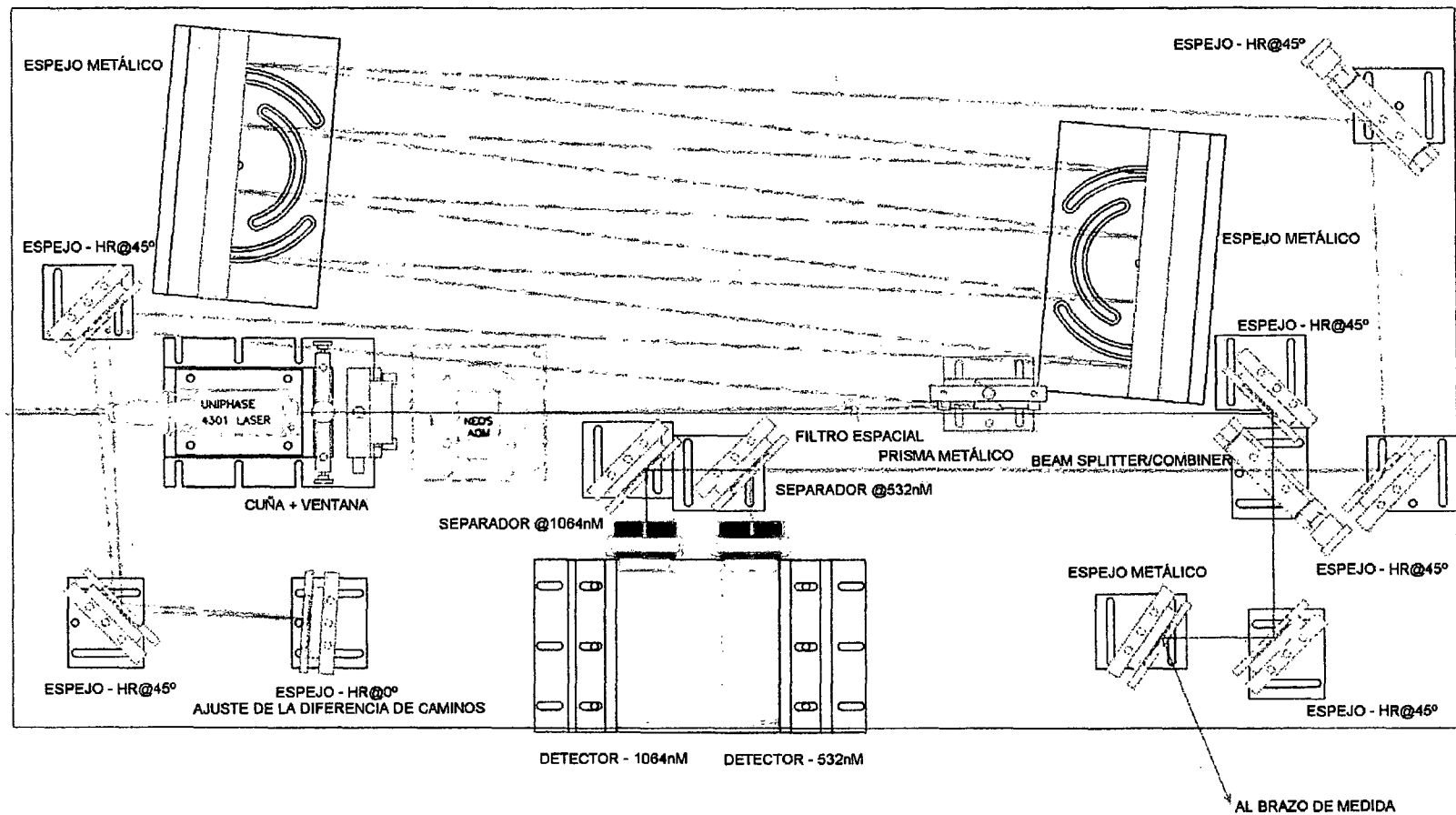
En la *Figura V.7* se muestra la disposición final de los componentes del interferómetro láser heterodino basado en el uso de un láser de Nd:YAG en la correspondiente mesa óptica. Así podemos comprobar como, de manera análoga al esquema del interferómetro láser heterodino para el Stellarator TJ-II, dicha mesa contiene el láser, el modulador acustoóptico, el brazo de referencia y los elementos de recombinación y detección. A partir de este esquema queda patente la ventaja relacionada con el poco espacio necesario para este tipo de sistemas.

La mesa donde se incluyen todos estos elementos está anclada directamente, mediante dos escuadras, a la estructura de hormigón que contiene al Tokamak y es aproximadamente de dimensiones 120 cm x 60 cm (la mesa utilizada para el interferómetro del TJ-II es de 3.2 m x 1.2m). El reducido tamaño del láser y el modulador permite este diseño tan compacto. La mesa óptica está contenida en una caja de material plástico (Acrilite™) que no transmite ninguna de las longitudes de onda presentes en el experimento por motivos de seguridad y para mantener el interferómetro en una atmósfera cerrada y controlada que se consigue con una purga de nitrógeno gaseoso como el resto del brazo de medida. Esta última medida es necesaria para evitar que las posibles turbulencias del aire afecten la medida. Como se verá posteriormente también todo el camino del haz hacia el periscopio y la máquina está contenido en un tubo de PVC con idéntico objetivo.

En esta figura se puede observar, en primer lugar, el láser de Nd:YAG bombeado a diodo de la marca UNIPHASE que incorpora la óptica (cuña+ventana) necesaria para la corrección del ángulo entre las dos longitudes de onda como se comentó anteriormente (ver Anexo 5). Tras esta óptica se haya el modulador acustoóptico y un filtro espacial de luz responsable de eliminar los órdenes de difracción no deseados. Dicho modulador está atacado por una señal compuesta por la suma de los dos tonos enganchados en fase (en nuestro caso 60 MHz y 120 MHz) necesarios para el correcto funcionamiento del sistema (*Figura V.3*). El brazo de referencia lo forman el prisma metálico, los tres espejos de ajuste de la diferencia de caminos ópticos y dos espejos rectangulares para igualar la longitud del brazo de referencia al de medida (longitud del brazo de medida: 9.45 m).

De igual manera, en dicha *Figura V.7* se puede ver como el brazo de medida, antes de abandonar la mesa, pasa por tres espejos y atraviesa en su camino hacia el periscopio el beam splitter que sirve para realizar posteriormente la recombinación de los dos brazos del interferómetro. Esto hace que parte de la luz vuelva en dirección contraria por el brazo de referencia pero el filtro espacial impide que esa luz entre en el láser.

Figura V.7 Esquema del Sistema interferométrico.



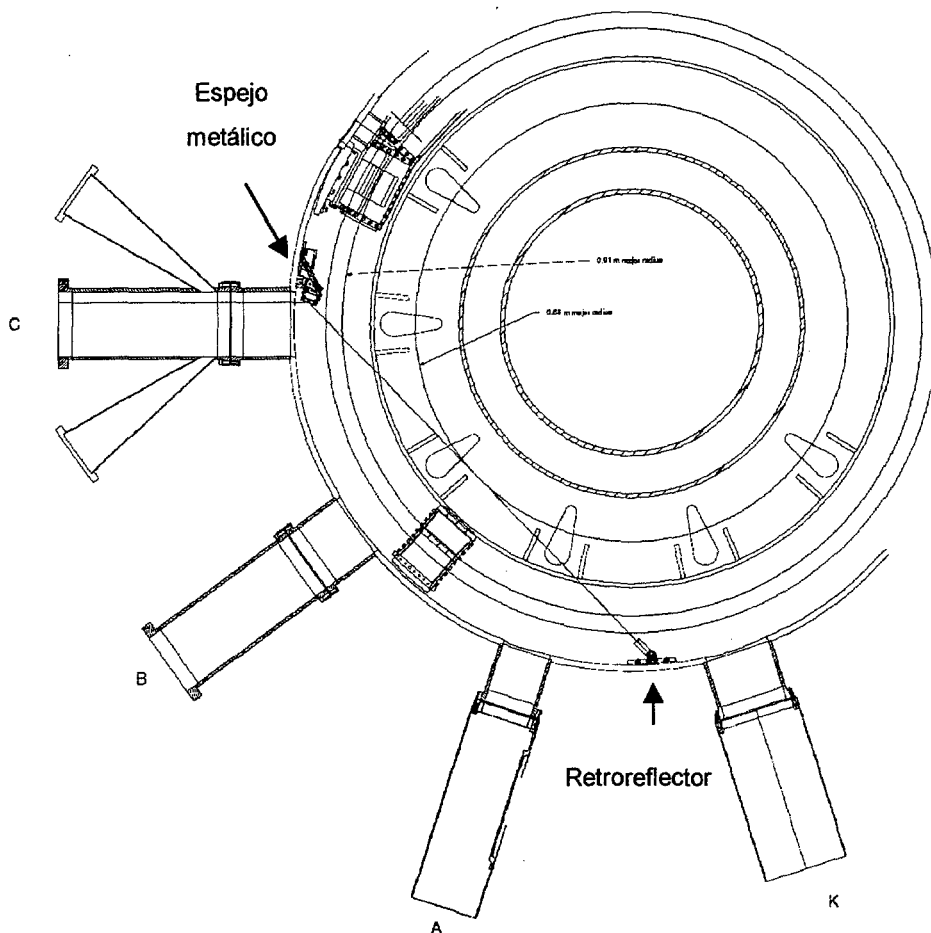
Un último detalle importante y que no aparece en el esquema de la *Figura V.4* es el uso de lo que hemos identificado como un espejo armónico para el espejo final del brazo de medida en la mesa y que redirecciona el haz hacia el periscopio. Este espejo presenta una alta reflectividad a las dos longitudes de onda presentes en el experimento y muy baja a las restantes. Esto permite que ambas longitudes de onda vuelvan al beam-splitter pero que no lo haga la luz que proviene del plasma aumentando el apantallamiento a dicha luz.

Los detectores son sendos fotodiodos de avalancha (APD) de la casa Hamamatsu idénticos a los utilizados en el canal correspondiente al He-Ne del interferómetro láser heterodino para el TJ-II. Respecto a ellos hay que indicar que, como en el caso descrito anteriormente, el apantallamiento electrónico de los mismos es fundamental para que la señal de salida del interferómetro no se vea influenciada por el alto nivel de ruido electromagnético existente en la nave durante la operación del Tokamak.

#### *V.3.2.2 Brazo de medida. Instalación de los elementos interiores en la vasija de Alcator C-Mod.*

En este apartado vamos a describir los diversos componentes correspondientes al brazo de medida del interferómetro y que se hallan instalados dentro de la vasija del C-Mod (*Figura V.8*). En esta *Figura V.8* se muestra la misma vista del Tokamak Alcator C-Mod que en la *Figura V.6* pero con la ubicación final de los elementos del brazo de medida interiores a la vasija. Como podemos observar, una de las características principales de este esquema interferométrico, que implica una diferencia fundamental con el instalado en el Stellarator TJ-II, es el uso de un retroreflector como espejo final del brazo de medida, como quedó reflejado en el esquema de principio de la *Figura V.4*.

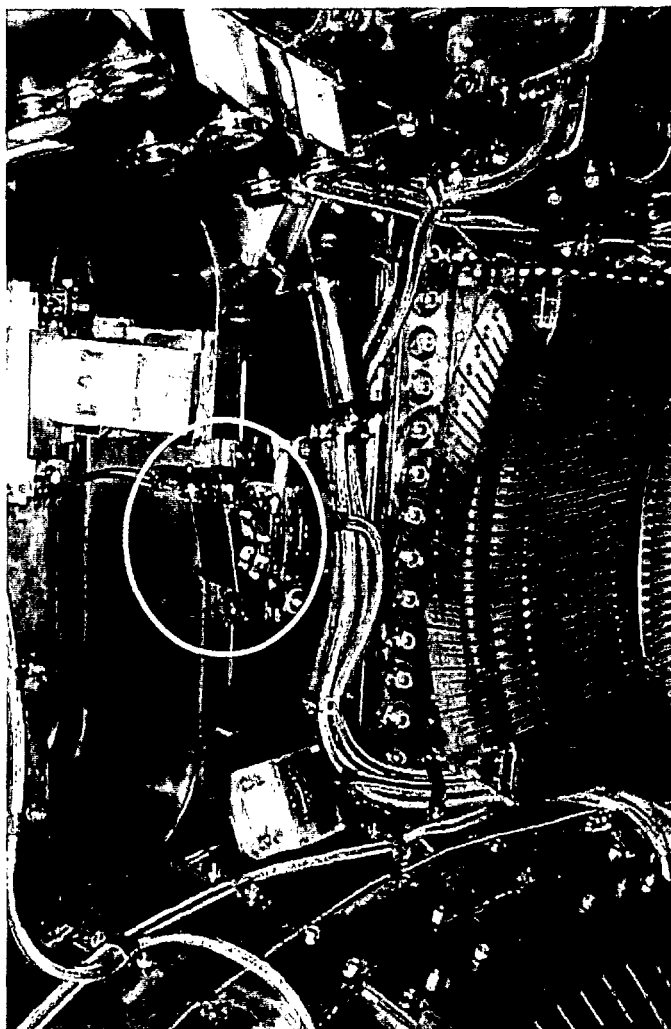
Las razones que llevaron a esta elección (uso de un retroreflector) hay que encontrarlas en la particular posición que ha de tomar el espejo final del brazo de medida en el C-Mod debido a la elección de una vista tangencial del plasma que sitúa el espejo dentro de la cámara de vacío, anclado directamente a una de sus paredes. En esta posición se prevén importantes movimientos durante las descargas (principalmente durante las disrupciones) por lo que el mantener el alineamiento con un espejo plano y sin ningún sistema de realimentación para dejar fijo el espejo se plantea difícil. El uso de un retroreflector asegura un retorno del haz según la dirección de incidencia del mismo.



**Figura V.8** Instalación del interferómetro. Posición de los diversos ópticos dentro de la vasija del C-Mod.

Como podemos observar en dicha *Figura V.8* el haz proveniente del periscopio atraviesa una ventana de cuarzo de manera perpendicular y se encuentra un primer espejo metálico que desvía el haz para conseguir la visión tangencial del plasma según el eje del mismo. El haz se encuentra con el retroreflector que lo devuelve según la misma dirección y tras ser reflejado de nuevo por el espejo metálico este haz es reenviado al periscopio saliendo de la vasija.

En la *Figura V.9* se muestra una fotografía del espejo metálico tomada desde la posición del retroreflector. En dicha fotografía se puede observar como el espejo está tapado por un bloqueador óptico metálico y, justo a su izquierda, aparecen los cables de actuación del mismo. Este elemento es necesario para proteger la superficie del espejo de la deposición de boro sobre la misma en las distintas fases de acondicionamiento de la pared del Tokamak. El bloqueador ha de cerrarse previo a todo proceso de difusión de boro.



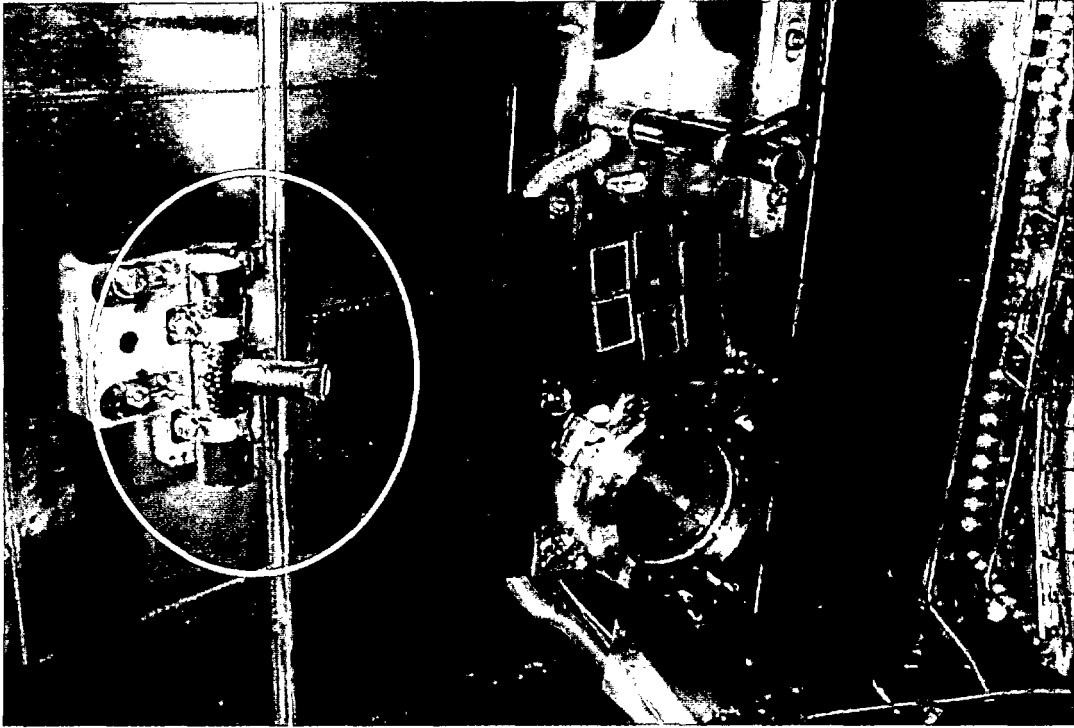
**Figura V.9** Foto del espejo metálico

Al igual que el espejo metálico, el retroreflector también está expuesto a una posible deposición de boro en los procesos de acondicionamiento de la pared que degradan de manera fatal su comportamiento óptico, por esta razón se optó por colocar el retroreflector dentro de un cilindro cerámico de unos 10 cm de longitud. La disposición final del retroreflector dentro de la máquina queda reflejada en la *Figura V.10* donde se puede observar la montura realizada para el retroreflector y el cilindro cerámico que contiene al mismo.

La posición de estos dos elementos, espejo metálico y retroreflector, dentro de la vasija complica de manera importante tanto el mantenimiento (protección) como el alineamiento del interferómetro. Centrándonos en el segundo de los aspectos simplemente indicar que el sistema espejo+retroreflector debe ser alineado con mucho cuidado en el proceso previo al cerrado de la vasija para evitar que se pierda la señal interferencial en el alineamiento posterior. Ya que no existe posibilidad de acceso remoto una vez que se hace el vacío en la máquina para su operación, un mal alineamiento previo deja al sistema



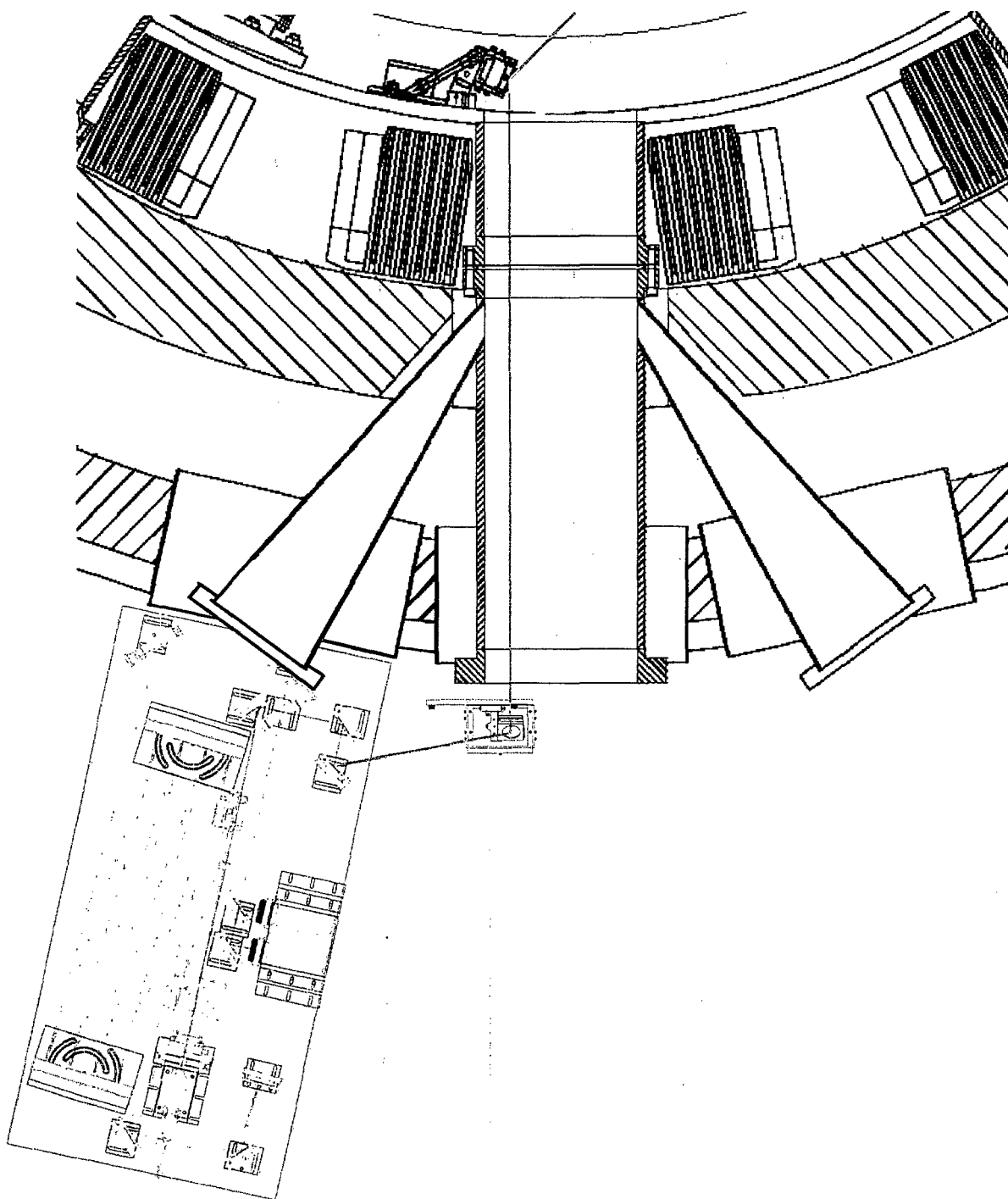
inservible. Para evitarlo se usó un láser de diodo en el visible ( $\lambda=670$  nm) para alineamiento durante la última fase de trabajo dentro de la vasija previo a su cerrado definitivo.



**Figura V.10** Foto del retroreflector y su instalación en la vasija de C-Mod.

#### *V.3.2.3 Periscopio.*

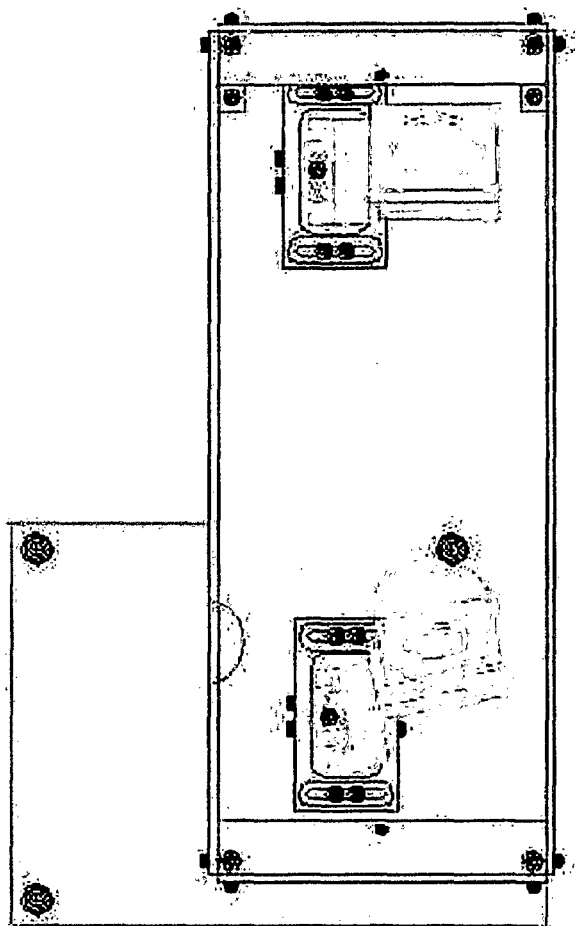
Una de las partes fundamentales del sistema interferométrico definitivo es la parte del periscopio, responsable de llevar el haz con las dos longitudes de onda de forma colineal desde el último espejo de la mesa óptica hasta el interior de la máquina donde se encuentra el espejo metálico y el retroreflector. En la *Figura V.11* se muestra la posición de la mesa óptica en el entorno de la máquina. Como podemos observar el camino que ha de recorrer el haz es bastante complicado por lo que se realizó un diseño específico que pasamos a detallar.



**Figura V.11** Diagrama con la posición de la mesa óptica en el entorno del Tokamak C-Mod. El camino del haz desde el último espejo a la ventana de cuarzo del puerto C está marcado así como el sistema periscopico.

En esta Figura V.11 podemos observar como el haz sale de la mesa a unos 50 cm por debajo de la cota de la ventana y en un ángulo cercano a los  $60^\circ$  respecto a la dirección perpendicular a la misma. El sistema periscopico ha de subir el haz a la altura adecuada y redireccionarlo hacia el puerto. Sin embargo el haz no solo ha de llegar a la ventana instalada en el puerto, sino que ha de permitirnos ajustar el ángulo de entrada de manera que el haz con ambas longitudes de onda incida de manera perpendicular sobre la ventana

de cuarzo. De esta forma se evitan posibles desplazamientos laterales de ambas longitudes de onda debido a la dispersión del cristal. Hay que hacer notar que la ventana no está perpendicular al eje de la máquina sino que está inclinada  $10^\circ$  respecto de la vertical. Un cuidadoso diseño e instalación del periscopio permitió conseguir el entrar y salir según el ángulo apropiado. En la *Figura V.12* se muestra un detalle del periscopio con los dos espejos.



**Figura V.12** Esquema del sistema periscopico donde se puede observar los dos espejos responsables de elevar el haz a la altura adecuada y redireccionarlo a la ventana de entrada en la vasija del C-Mod.

Como se puede ver en la *Figura V.12*, ambos espejos están montados sobre unas monturas idénticas a las usadas en el brazo de referencia del interferómetro que a su vez están atomilladas sobre otras diseñadas y fabricadas en los talleres del Plasma Science and Fusion Center. Estas últimas permiten el posicionamiento de cada espejo en la ubicación óptima para llevar el haz de salida del interferómetro hasta el centro de la ventana de cuarzo con el ángulo adecuado, consiguiéndose el ajuste final (fino) con las primeras. En este sentido hay que recordar que como el periscopio se instala y alinea cuando la máquina ya

está en vacío con los dos elementos del interferómetro interiores alineados con el láser de diodo, hemos de ser capaces de ajustar el haz para entrar en la ventana por el mismo sitio de entrada y en el mismo ángulo que el haz utilizado para dicho alineamiento.

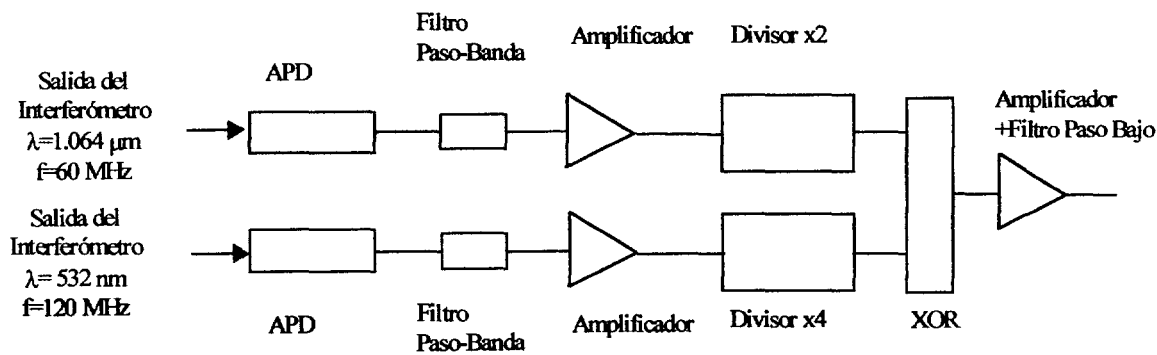
Como se ha comentado anteriormente, todo el camino del haz desde la mesa hasta la ventana está protegido por un tubo de PVC y purgado con nitrógeno gaseoso ya que Alcator C-Mod es una máquina en la que se usa nitrógeno líquido para la refrigeración de varios sistemas por lo que, especialmente en el puerto C, pueden observarse fugas de nitrógeno durante la operación que se colocan en el camino del haz del periscopio a la ventana. Por esa razón se instalaron los dos tubos de PVC, uno para llevar el haz desde la mesa al periscopio y otro para llevar el haz del periscopio a la ventana. La parte crítica de este diseño implicó el no hacer el último de ellos rígido sino en dos partes y con una goma en medio para desacoplar los movimientos de la vasija del periscopio que pudieran producir desalineamientos durante las descargas. Dichos tubos permiten tener el haz totalmente confinado y mantener una atmósfera controlada dentro de los mismos mediante la purga de nitrógeno gaseoso. De esta manera se consigue una atmósfera estable y sin turbulencias en todo el trayecto del haz de medida para no alterar la señal interferométrica. Es importante destacar que una vez realizado un primer alineamiento, el sistema necesita un control de éste durante la operación, pues los grandes cambios de temperaturas presentes en la vasija pueden perturbar el alineamiento del interferómetro.

#### *V.3.2.4 Sistema de demodulación y detección de fase*

Para completar la descripción del sistema interferométrico instalado en el Alcator C-Mod vamos a dedicar este apartado a la electrónica de demodulación y detección de fase. El primer elemento son los detectores. Como se ha comentado en apartados anteriores, como detector para ambas longitudes de onda se optó por usar sendos módulos APD de la marca Hamamatsu iguales al usado para la detección de la radiación de He-Ne ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) en el interferómetro para el TJ-II. Sin embargo, en este caso el APD que utilizan ambos módulos está optimizado para presentar el máximo de responsividad a  $820 \text{ nm}$ , es decir, ni en el IR ( $\lambda = 1.064 \text{ }\mu\text{m}$ ), ni en el verde ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ), no obstante la responsividad para ambas longitudes de onda es suficiente para nuestra aplicación.

La siguiente parte del sistema de detección lo forma la electrónica para demodulación y detección de fase utilizada en la recuperación de la información de la densidad electrónica. Como se indicó, en este caso (frente al del TJ-II) no hay que realizar la detección de fase independientemente para cada longitud de onda para después corregir la información mediante alguna subrutina del sistema de adquisición de datos, sino que se

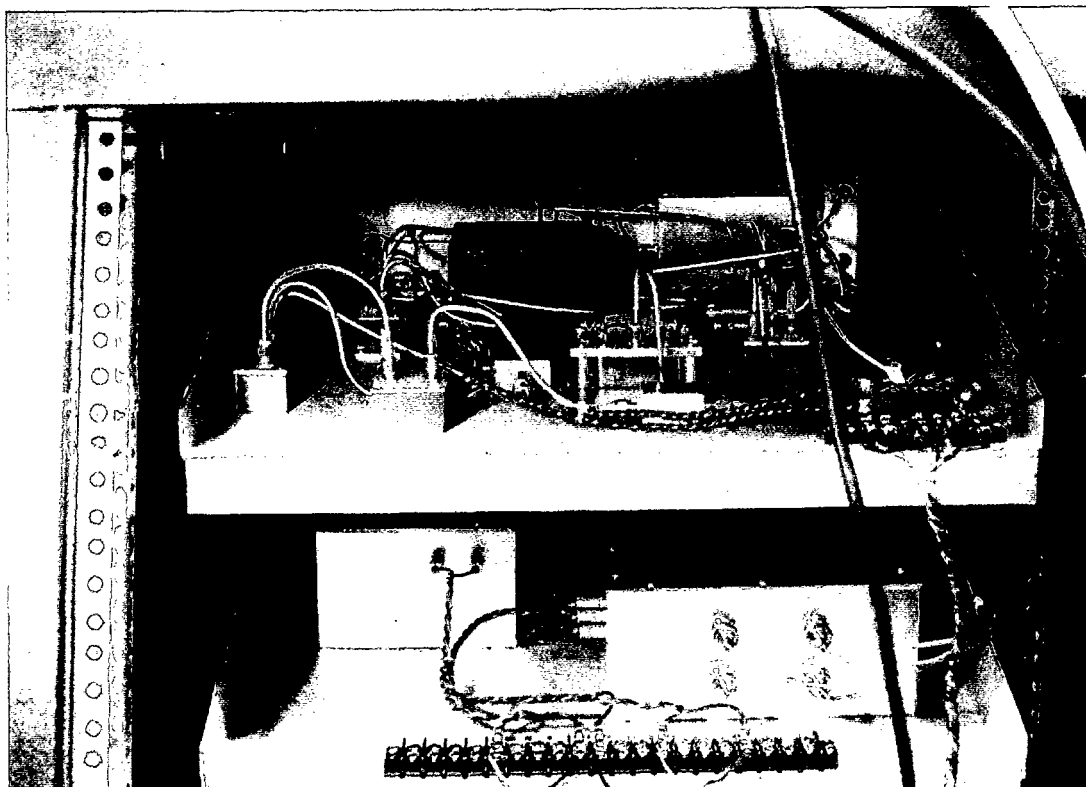
trata de medir el desfase entre ambas señales tras dividir cada una de ellas por el número entero correspondiente (ver el apartado V.2). El diagrama de bloques de la electrónica diseñada que se montó se muestra en la *Figura V.13*.



**Figura V.13** Diagrama de bloques de la electrónica de detección.

En este diagrama de bloques mostrado en la *Figura V.13* podemos identificar claramente el equivalente electrónico de las operaciones descritas en el principio de funcionamiento de este interferómetro. En este sentido hacer notar el uso de filtros paso-banda para evitar señales con frecuencias intermedias distintas de las buscadas y que son producidas por los órdenes de difracción del modulador acustoóptico.

Por lo que respecta al detector de fase, en este caso y debido a las especiales características del sistema, no es necesario que cumpla las condiciones tan estrictas del sistema para el Stellarator TJ-II. En aquel caso, además de una gran resolución para poder medir desfases inducidos por la densidad electrónica pequeños, también es necesario un alto rango de medida (cientos de franjas) para poder seguir las vibraciones mecánicas presentes en el sistema. En este caso, debido al sistema de modulación y demodulación utilizado y al hecho de que ambas longitudes de onda están enganchadas en fase, las señales de entrada al detector de fase sólo tienen información sobre el desfase inducido por la densidad electrónica del plasma ya que el debido a las vibraciones mecánicas es común a los dos canales. Por esta razón, si bien el detector de fase ha de tener una alta resolución (1/1000 como en el caso del TJ-II) no es necesario que tenga capacidad multifranja. Como detector de fase, se utiliza uno lineal basado en una puerta XOR y filtro paso-bajo, un esquema similar al utilizado para medir la parte identificada como “exceso” en el sistema de detección de fase para el Stellarator TJ-II (Anexo 2).



**Figura V.14** Fotografía de la electrónica de modulación (bandeja superior) y de demodulación y detección de fase (bandeja inferior).

En la *Figura V.14* se muestra una fotografía de la electrónica de modulación (bandeja superior) donde se puede observar los diversos amplificadores y acopladores. En la bandeja inferior se ven dos cajas que contienen en su interior la electrónica de demodulación y detección de fase convenientemente apantalladas.

Para integrar la señal de densidad en el sistema de adquisición de datos que incorpora Alcator C-Mod se optó en principio por digitalizar directamente la salida del filtro paso bajo para su integración en el sistema. Sin embargo se sustituyó la puerta XOR y el sistema amplificador+filtro por un detector de fase similar al montado en el Stellarator TJ-II, que incluye toda la electrónica para la adquisición e integración de datos en el sistema central de C-Mod.

#### ***V.4. Primeros resultados del interferómetro láser heterodino basado en un láser de ND:YAG con doblado de frecuencia en Alcator C-Mod.***

##### **V.4.1. Puesta en funcionamiento del sistema interferométrico tangencial en el Alcator C-Mod.**

En los meses de Junio y Julio de 1997 se procedió a la instalación del interferómetro láser heterodino tangencial basado en un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia en el Tokamak C-Mod según el esquema descrito en el apartado anterior. Los primeros resultados pusieron de relieve dos contingencias importantes, la primera relacionada con un muy bajo nivel de potencia óptica a la salida del interferómetro y la segunda, más importante, relacionada con una inestabilidad en el alineamiento tanto del brazo de referencia como del de medida. Vamos a comentar más en detalle ambos problemas.

El primer problema, como se ha comentado, tiene que ver con un bajo nivel de potencia luminosa a la salida del interferómetro. Este extremo obligaba a realizar un alineamiento muy preciso ya que un pequeño deslineamiento produce una total pérdida de la señal interferométrica. En este sentido indicar que esto fue empeorando a lo largo de las sucesivas campañas desde verano de 1997 debido a un problema con el bloqueador óptico dedicado a proteger el espejo metálico durante las operaciones de acondicionamiento de la pared del Tokamak. Al no poder cerrarse el shutter convenientemente las sucesivas deposiciones de boro degradaron la superficie, por lo que los niveles de potencia óptica del haz a la salida de la vasija eran muy débiles y el interferómetro terminó por quedar totalmente inoperativo.

El segundo problema, mucho más importante, aparecía como un desalineamiento progresivo tanto del brazo de medida como del de referencia una vez alineado el interferómetro. En este sentido durante la campaña de Junio/Julio de 1997 se realizaron diversos estudios para solventar estos problemas. Este problema de desalineamiento de ambos brazos se abordó de manera independiente para cada uno de ellos pues se decidió que, aunque sean problemas producidos por el mismo fenómeno, debía de actuarse de manera separada. A este problema se dedican los siguientes apartados.

#### *V.4.1.1 Estabilidad del brazo de referencia.*

Desde un primer momento se asoció el desalineamiento progresivo del interferómetro con posibles cambios en la temperatura de la celda durante la operación. En ese sentido se realizaron varias pruebas que demostraron que un gradiente de temperatura relativamente pequeño entre una parte de la mesa óptica y otra producía un desalineamiento apreciable.

Para evitar este problema se recubrió la caja de material plástico que contiene al interferómetro con material aislante y se mejoró el anclaje de la mesa a la estructura de la máquina. El material aislante térmico consistía en varias capas de espuma como la utilizada para el sistema de criogenia de la máquina Alcator C-Mod. Como consecuencia se observó una mejora substancial en la estabilidad del brazo de referencia que permanecía en su posición durante toda la operación de la máquina.

#### *V.4.1.2 Estabilidad del brazo de medida.*

El caso del brazo de medida es mucho más complejo que el anterior. Por un lado se observó el mismo efecto con la temperatura que sufría el brazo de referencia contenido en la mesa. El haz se movía durante la operación debido a cambios de temperatura que se producen durante la refrigeración con nitrógeno líquido de la máquina. Este efecto se consiguió minimizar de la misma manera que en el caso anterior, mediante aislamiento térmico.

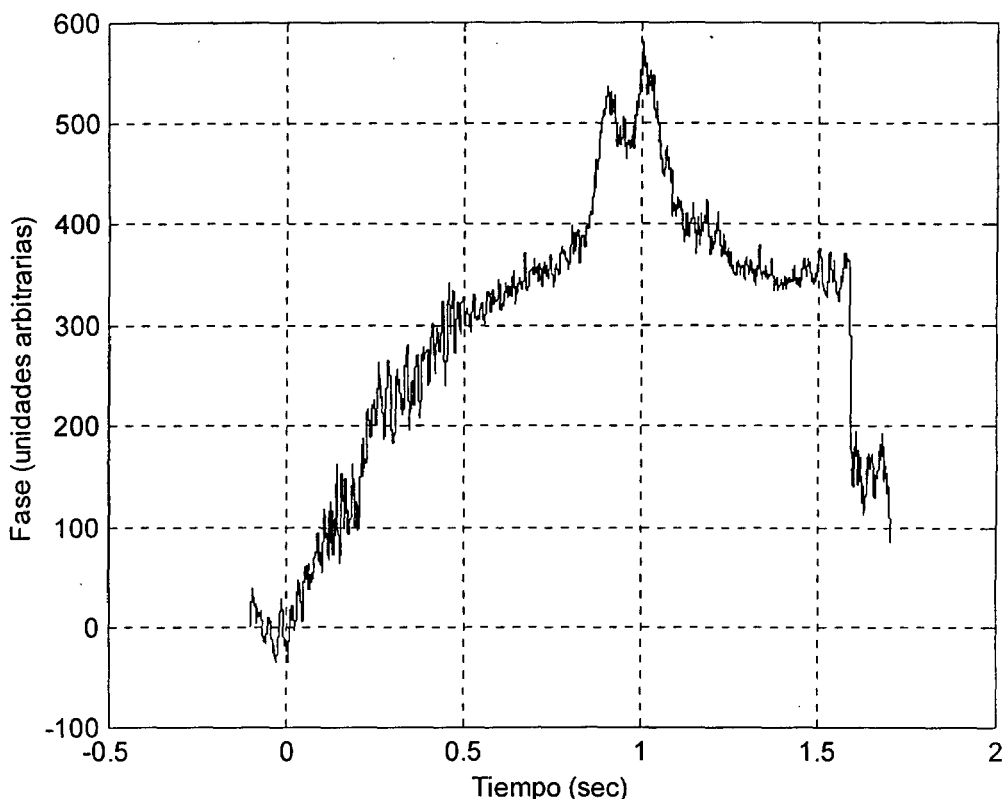
Sin embargo el problema fundamental aparece durante las descargas. Como se ha comentado varias veces a lo largo de este capítulo hay dos elementos del brazo de medida anclados directamente a la vasija que sufren unos desplazamientos importantes durante las descargas. Si bien el retroreflector garantiza que el haz vuelva en la misma dirección, desplazamientos en el mismo debido a las fuerzas inducidas en la vasija por los enormes campos presentes durante una descarga de C-Mod pueden llevar a desplazamientos laterales del haz que se ven reflejados en la pérdida de la señal interferencial o en el desplazamiento del frente de onda a la salida del interferómetro.

Esto se puede observar claramente en la *Figura V.15* donde podemos ver como superpuesta a la señal de densidad de una de las descargas del C-Mod aparece una deriva en la señal interferencial que ha de ser sustraída correctamente, procedimiento que se utilizó durante la primera campaña de operación de este sistema (Noviembre-Diciembre 1997), o bien eliminada. Este problema es el único realmente importante pues afecta directamente a las lecturas de la densidad, mientras que el desalineamiento que se ha



comentado antes sólo se refleja en un deterioro progresivo del alineamiento durante la operación de la máquina que se puede ir corrigiendo.

Para solucionar este problema y eliminar la deriva durante las descargas se optó por estudiar una solución basada en el uso de un PSD<sup>#</sup> bidimensional para medir la posición del haz de retorno del brazo de medida y actuar sobre uno de los espejos del brazo de medida en la mesa con un cristal piezoeléctrico (PZT) para corregir la posición del mismo. Los trabajos realizados en este sentido se comentan en el apartado V.5.



**Figura V.15** Deriva de la señal de densidad leída durante una descarga de C-Mod

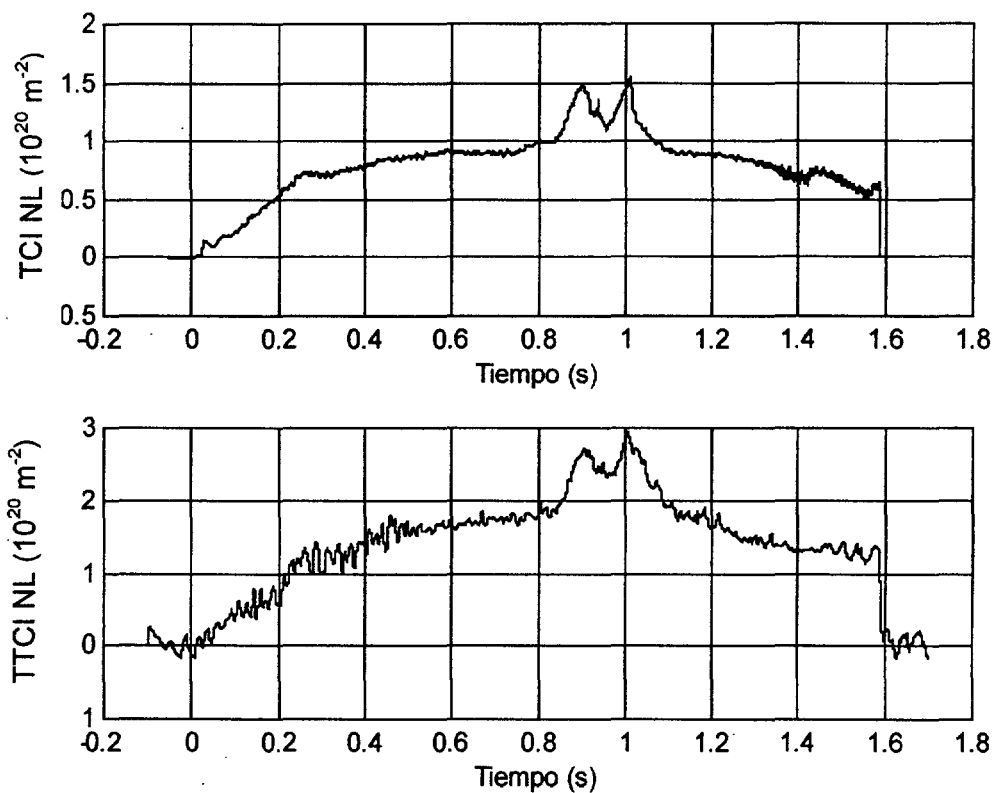
#### V.4.2. Primeros plasmas medidos con TTCl.

Durante la campaña de Noviembre- Diciembre de 1997 se obtuvieron las primeras trazas completas de densidad correspondientes a descargas de Alcator C-Mod aunque todavía estaban presentes los problemas de derivas antes comentados. Uno de los mejores resultados de esta campaña se muestra en la *Figura V.16* donde se puede observar la traza de la integral de línea de la densidad obtenida con el interferómetro láser heterodino basado

---

<sup>#</sup> PSD: Positon Sensitive Detector (Detector lineal sensible a la posición en uno o dos ejes).

en el láser de Nd:YAG con doblado en frecuencia (TTCl) comparada con la señal obtenida por el interferómetro CO<sub>2</sub> He-Ne (TCl) [5.10].



**Figura V.16** Integral de línea medida por el interferómetro láser basado en un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia TTCl (traza inferior) comparada con el canal cuatro del interferómetro TCl (traza superior) para la descarga 971216002 del Tokamak C-Mod

En esta *Figura V.16* se puede observar una perfecta coincidencia en las lecturas de las integrales de línea por parte de ambos interferómetros. Además podemos observar como hay un factor 2 entre ambas medidas que es debido al diferente camino recorrido por ambos brazos de medida a través del plasma. En la visión tangencial del plasma se recorre el doble de camino óptico (1.52 m frente a 0.76 m) que en la visión vertical [5.10]. El nivel de substracción para la señal del interferómetro TTCl presente en esa figura, expresado en integral de línea, es del orden de  $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$ , un factor entre 2 y 5 peor que en el caso del CO<sub>2</sub>.

## **V.5. Conclusiones y trabajo futuro.**

A lo largo del presente capítulo se ha mostrado el principio de funcionamiento, la instalación y operación de un sistema interferométrico para la medida de densidades electrónicas basado en el uso de un láser de Nd:YAG doblado en frecuencia siendo la primera vez que se demuestra el funcionamiento de un sistema de este tipo en una máquina del tipo Tokamak para visión tangencial del plasma.

El capítulo comenzó tratando de los sistemas interferométricos para la medida de densidades electrónicas basados en sistemas de doblado de frecuencia para acabar describiendo el principio de funcionamiento del interferómetro que finalmente se instaló en el Tokamak Alcator C-Mod. Así mismo se ha descrito la fase de instalación del mismo con los problemas que surgieron de estabilidad del alineamiento para finalizar con las primeras lecturas de densidad electrónica obtenidas con este nuevo interferómetro. Las trazas obtenidas se compararon con las dadas por el sistema interferométrico CO<sub>2</sub> y He-Ne instalado en Alcator C-Mod con visión vertical del plasma mostrando desde el comienzo de su vida operativa una perfecta coincidencia entre ambas.

No obstante, en este capítulo sólo se ha mostrado la operación en un único canal, y se han mencionado los diversos problemas con la estabilidad del brazo de medida. En ese sentido dentro de las líneas de trabajo futuro podríamos indicar los siguientes.

En primer lugar, como se ha comentado, se ha estado trabajando en la instalación de un sistema de realimentación, basado en el uso de un PSD bidimensional, para mantener estable la posición del brazo de medida durante las descargas actuando sobre uno de los espejos del brazo de medida con un cristal piezo-eléctrico (PZT). Hasta la fecha no se ha sacado ningún resultado concluyente de este sistema debido a la poca señal que se obtiene con el PSD.

Una posterior mejora tiene que ver con la instalación de varios retroreflectores en el interior de la vasija de Alcator C-Mod para obtener varios canales. En este sentido se están realizando trabajos en el interior de la máquina de cara a tenerlos disponibles para la próxima campaña de operación que comienza en Mayo de 2000.



## Capítulo VI Conclusiones.

A lo largo de la presente tesis se ha discutido el diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. En este sentido se ha realizado un estudio de los fundamentos de este diagnóstico para identificar los parámetros más importantes de diseño de estos sistemas para la posterior instalación y operación de un interferómetro láser heterodino en el Stellarator TJ-II. La solución adoptada implica el uso de un sistema con dos longitudes de onda, una de medida ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda=10.6 \mu\text{m}$ ) y otra para la substracción de las vibraciones mecánicas (He-Ne,  $\lambda=633 \text{ nm}$ ). Con objeto de garantizar el correcto funcionamiento de este sistema de medida de densidades electrónicas se han analizado las características electrónicas y de procesamiento de señal que debe tener este sistema de interferometría láser heterodina  $\text{CO}_2$  y He-Ne.

Con este fin, se analizó experimentalmente la resolución del sistema de detección de fase, su rapidez y su rango de medida para comprobar lo adecuado del mismo a esta aplicación. En segundo lugar, se comprobó la capacidad de los sistemas interferométricos heterodinicos para medir desfases tan pequeños como los asociados en esta medida. Para ello se calibró el sistema interferométrico láser heterodino con ayuda de un esquema homodino con desfases en el entorno de  $1/1000$  de franja lo que permite una medida de densidades electrónicas en el Stellarator TJ-II con la resolución requerida de  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Finalmente se procedió al estudio de los límites de substracción de las vibraciones mecánicas del sistema con dos longitudes de onda  $\text{CO}_2$  y He-Ne que nos permitió identificar los elementos del interferómetro que influyen en dicha substracción. En este sentido se obtuvieron unos resultados satisfactorios en la substracción de vibraciones mecánicas con un láser de  $\text{CO}_2$  sin estabilización en longitud de onda, indicando la posibilidad de usar un emisor láser de este tipo en sistemas para la medida de densidades electrónicas. Los resultados de estos experimentos de calibración nos permitieron definir el diseño definitivo del interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda para su instalación en el Stellarator TJ-II.

A partir de estos resultados se ha realizado el diseño final, la instalación y la puesta en funcionamiento del interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda para el Stellarator TJ-II. En este aspecto se hizo hincapié en los elementos fundamentales del sistema interferométrico instalado en la máquina como son el espejo plano del brazo de medida y el sistema periscopico con un solo espejo a  $45^\circ$ . El interferómetro láser heterodino

montado ha demostrado su correcto funcionamiento y una resolución en el entorno requerido ( $2 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ ), siendo la primera vez que se demuestra el funcionamiento de un sistema de este tipo en una máquina de tipo Stellarator de tan baja densidad electrónica. Este resultado demuestra la posibilidad de usar sistemas con dos longitudes de onda ( $\text{CO}_2$ ,  $\lambda = 10.6 \text{ }\mu\text{m}$  y He-Ne,  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) en máquinas de densidad media ( $10^{19} \text{ m}^{-3}$ - $10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) con alta resolución en las medidas de fase y compensación de las vibraciones frente a la solución tradicional basada en láseres en el infrarrojo lejano (FIR) con longitudes de onda de  $100 \text{ }\mu\text{m}$  a  $400 \text{ }\mu\text{m}$ . Esto abre las puertas a la aplicación de este tipo de sistemas interferométricos para la medida de densidades electrónicas en otras máquinas de pequeño tamaño que ahora mismo se están instalando en diversos países en el marco de la investigación en fusión.

En esta tesis además se ha descrito como fruto de la colaboración entre la Universidad Carlos III de Madrid y el MIT (Plasma Science and Fusion Center) el sistema de interferometría láser heterodina con visión tangencial del plasma basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia ( $\lambda = 1.064 \text{ }\mu\text{m}$ ,  $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) en el Tokamak Alcator C-Mod (Plasma Science and Fusion Center). Este nuevo sistema se basa en un principio totalmente novedoso que usa dos longitudes armónicamente relacionadas ( $\lambda_0 = 2\lambda_1$ ) y un sistema especial de modulación basado en un único modulador acustoóptico dando como resultado un interferómetro insensible a las vibraciones mecánicas. Este sistema presenta unas buenas características como diagnóstico interferométrico para la medida de densidades electrónicas pues el uso de un único láser, su novedoso sistema de detección y la sencillez en la electrónica necesaria produce un sistema muy compacto (pocos elementos ópticos y poco espacio utilizado en el entorno de la máquina). Además, la alta resolución espacial que se puede obtener y su insensibilidad a altos gradientes de densidad electrónica lo hacen ideal para el estudio del plasma en zonas con altas variaciones de densidad electrónica como es el borde del mismo. En este sentido se han descrito los diversos trabajos de instalación y corrección de inestabilidades en el alineamiento en el sistema, siendo la primera vez que se pone en funcionamiento un diagnóstico para la medida de densidades electrónicas con un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia y en el que se ha obtenido una resolución de  $1 \times 10^{19} \text{ m}^{-2}$  (integral de línea). Este nuevo tipo de diagnóstico interferométrico puede encontrar un alto campo de aplicación en máquinas de alta densidad ( $10^{20}$  a  $10^{21} \text{ m}^{-3}$ ) y con altos gradientes.

Para finalizar hay que decir que el trabajo presentado en esta tesis abre nuevas líneas de investigación y trabajo futuro sobre interferometría láser heterodina para medida de densidades electrónicas en plasmas de fusión. En primer lugar, en el Stellarator TJ-II la principal línea de investigación y de trabajo futuro está relacionada con la instalación de un

sistema multicanal para la medida del perfil espacial de la densidad electrónica. En este sentido una opción sería instalar varios canales equivalentes al descrito en el capítulo cuatro, o bien plantear la detección en distintos puntos del frente de onda de los haces correspondientes al CO<sub>2</sub> y al He-Ne.

Por lo que respecta al sistema instalado en el Tokamak Alcator C-Mod una línea de colaboración en la investigación allí desarrollada consiste en desplazar el brazo de medida al borde del plasma para su estudio y obtener finalmente un sistema multicanal basado en el uso de un láser de Nd:YAG con doblado de frecuencia para la medida del gradiente de la densidad electrónica en el borde del plasma durante los modos H.





# **ANEXO 1. El Sistema de Detección y Demodulación del Interferómetro Láser Heterodino del Stellarator TJ-II.**

El presente Anexo 1 está dedicado a una descripción más detallada de las condiciones de diseño del sistema de detección y demodulación del interferómetro láser heterodino para la medida de densidades electrónicas del Stellarator TJ-II y cuyo principio de funcionamiento se mostró en el Capítulo III. En este sentido una parte muy importante de este Anexo 1 va a consistir en la justificación del diseño de la cadena de detección y demodulación en función de la relación S/N que tenemos que garantizar a la entrada del detector de fase para poder realizar la medida con una resolución de 1/1000 de franja. Este resultado nos va a imponer unas condiciones en la electrónica de detección y demodulación así como en el nivel de la señal interferencial necesario a la salida del interferómetro. Este Anexo 1 acabará con la descripción de cada uno de los bloques que forman dicha electrónica.

## ***A1.1. Relación S/N y detección de fase.***

A lo largo de este documento hemos planteado la necesidad de que el sistema de demodulación y detección de fase tenga una resolución en la medida de fase de 1/1000 de franja. En este sentido cabe preguntarse cuáles son las condiciones, desde el punto de vista de la relación S/N necesaria, que ha de tener la señal electrónica a la entrada del detector de fase para que esa resolución sea posible. El presente epígrafe pretende establecer esas condiciones.

El sistema convencional usado en este tipo de aplicaciones para medir el desfase entre dos ondas consiste en convertir las dos señales sinusoidales a la entrada en sendas ondas cuadradas y calcular el desfase a partir de la medida del intervalo de tiempo entre el cruce por cero de ambas [A1.1]. Dicha conversión se realiza mediante circuitos comparadores [A1.2] (con o sin histéresis) en los que la señal sinusoidal de entrada se compara con un umbral que nos fija el punto de cruce por cero. En este sentido, una señal muy ruidosa a la entrada de este circuito introduce una incertidumbre en el instante del

cruce por cero de la señal que es la fuente mayor de error en la medida de fase. Vamos a estudiar más en detalle este aspecto.

En la Figura A1.1 se muestra la situación bajo estudio. En ella podemos observar una señal sinusoidal de amplitud  $V_0$  (Voltios) y pulsación  $\omega$  (rad/sec) con un ruido superpuesto de tensión eficaz  $\tilde{v}$  en el instante de su cruce por cero.

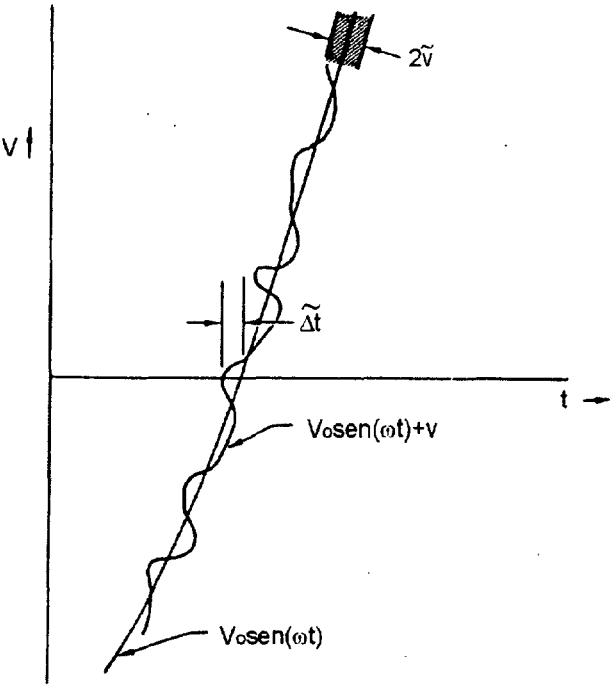


Figura A1.1

donde la señal (seno + ruido) es de la forma:

$$V(t) = V_0 \sin(\omega t) + v \tag{A1.1}$$

Para el caso en que la relación S/N sea suficientemente alta (que para nosotros va a ser el caso general), se debe cumplir que  $V_0 \gg \tilde{v}$ , por lo que el error medio en tiempo (fase) que induce el ruido superpuesto a la señal en la medida se puede deducir a partir de la Ecuación A1.1 simplemente observando en qué instante se produce dicho cruce por cero  $V(t)=0$ , quedando [A1.3]:

$$\tilde{\Delta t} \omega \cong \frac{\tilde{v}}{V_0} \tag{A1.2}$$

que a su vez lo podemos relacionar con la relación S/N a la entrada:

$$S/N = \frac{V_0^2}{2\tilde{V}^2} \quad A1.3$$

quedando entonces el error relativo en la medida de tiempo (fase) de la forma:

$$\frac{\tilde{\Delta t}}{T} = \frac{1}{2\pi [2(S/N)]^2} \quad A1.4$$

donde  $T = 2\pi/\omega$  es el periodo de la señal y el error relativo en la medida de fase (tiempo) está expresado en franjas. Como se puede observar a partir de esta Ecuación A1.4, para obtener una resolución en la medida de fase (cruce por cero) de 1/1000 de franja hemos de asegurar una relación señal a ruido a la entrada  $S/N=41$  dB. Este resultado es similar al obtenido en la referencia [A1.4] a partir de un desarrollo más riguroso.

Llegados a este punto hay que hacer dos consideraciones de importancia sobre este resultado. En primer lugar, hemos supuesto que el umbral para la comparación y obtención de la señal cuadrada a partir de la sinusoidal se encuentra justo en el paso por cero de la senoide. A veces, y para evitar posibles problemas de parpadeos y rebotes se opta por introducir un pequeño ciclo de histéresis en el comparador por lo que la transición no se realiza justo en el paso por cero si no que a un cierto nivel de tensión. Esto lleva implícito dos limitaciones. La primera tiene que ver con la diferente pendiente de la señal sinusoidal para diferentes valores de tensión (fase) que modifica la situación mostrada en la Figura A1.1. En ese sentido la condición dada por la Ecuación A1.4 viene penalizada por el valor de la pendiente de la señal en dicho punto. Esto, sin embargo, no es muy importante pues en el caso de que el umbral se coloque a una tensión  $V_0/2$ , el valor de la pendiente es de  $\cos(\pi/6) = 0.866$  lo que supone una penalización adicional de 0.6 dB en la relación  $S/N$  requerida, apenas significativo. Sin embargo, hay una segunda limitación que si que es importante y tiene que ver con la amplitud de la señal de entrada. Una variación en dicha amplitud nos falsearía el valor de la fase para el que se está detectando el cruce por cero [A1.5] que es tanto más importante cuanto más alejado está el umbral del nivel cero. Este requisito tendrá que ser tenido en cuenta en el diseño de la electrónica.

La segunda consideración tiene que ver con que hemos supuesto como única fuente de error en la medida de fase en el detector el correspondiente a la detección del cruce por cero. Esto nos fuerza a realizar un buen diseño de todo el detector y una buena calibración para asegurar que esto se cumple. Ahondaremos en estos aspectos en el apartado dedicado al diseño del detector de fase.

## **A1.2. Condiciones de diseño del sistema de detección y demodulación para el interferómetro láser heterodino del Stellarator TJ-II.**

Una vez definidas las características que debe cumplir el sistema de detección y demodulación para el interferómetro láser heterodino del Stellarator TJ-II: una amplitud de señal a la entrada del detector de fase suficiente (en nuestro caso  $4 V_{pp}$  como se indicará en el Anexo 2) y una relación S/N lo suficientemente alta ( $S/N > 41\text{dB}$ ); vamos a considerar ahora cuáles son las características que han de cumplir los detectores más sus etapas de preamplificación. En ambos canales ( $\text{CO}_2$  y He-Ne), el sistema de detección está formado por un dispositivo optoelectrónico responsable de la conversión luz-corriente (un APD en el caso del He-Ne y un fotoconductor en el caso del  $\text{CO}_2$ ) y un preamplificador. El objetivo es que de dichos sistemas de detección la señal salga con la relación S/N necesaria lo que implica la caracterización del ruido de dicho componentes y por consiguiente de los niveles de señal óptica necesarios a la salida del interferómetro. Hay que hacer notar que aunque estos cálculos son necesarios, los límites que imponen en cuanto a niveles de señal mínimos a la salida del interferómetro están muy alejados de los obtenidos a la salida de nuestro sistema interferométrico como veremos posteriormente. Sin embargo, de cara al diseño de un futuro sistema multicanal en el que haya que dividir la potencia de salida de los dos láseres entre varios detectores si que es conveniente tener una estimación de los niveles de señal mínimos para poder medir la densidad electrónica con la resolución requerida.

Una vez estimados esos niveles mínimos necesarios de señal a la salida del interferómetro se decidirán los valores adecuados de señal a la salida del interferómetro para, a partir de los requerimientos de nivel de señal a la entrada del detector de fase, obtener la ganancia necesaria en la cadena de demodulación (desplazamiento de frecuencia) y amplificación.

### **A1.2.1. Sistema de detección.**

Como se ha indicado, una parte fundamental del sistema electrónico del interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda del Stellarator TJ-II es el sistema de detección, entendiendo como tal la conversión óptico-eléctrica que se realiza en el detector. En este momento es importante volver a recalcar que las longitudes de onda elegidas para nuestro sistema ( $\text{CO}_2$   $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$  y He-Ne  $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) van a imponer dos detectores de distinto tipo al ser dos longitudes de onda muy distantes entre sí dentro del espectro electromagnético.

Por otro lado la señal de salida de ambos interferómetros, tanto el basado en el láser de CO<sub>2</sub> como el de He-Ne, va a ser débil previsiblemente debido a la gran longitud de los brazos de medida y referencia así como la atenuación debida al plasma (caso del CO<sub>2</sub>). En este sentido vamos a requerir detectividades suficientemente altas que además han de estar acompañadas de un alto ancho de banda debido a la característica de la señal interferencial (frecuencias de modulación de 40 MHz para el caso del CO<sub>2</sub> y 80 MHz para el He-Ne). Pasamos a describir la elección hecha para cada una de las longitudes de onda.

El detector elegido para la longitud de onda del He-Ne ( $\lambda = 633 \text{ nm}$ ) es un APD de Si con preamplificador de la casa Hamamatsu, el S2381. Las características más importantes de dicho detector se muestran en la Tabla A1.1.

Parámetro	Valor	Unidades
Sensibilidad	0.47	A/W
Ganancia del APD	30	
Ganancia de Transimpedancia	3.9	k $\Omega$
Longitud de onda de pico	620	nm
NEP	0.3	pW/(Hz) <sup>1/2</sup>
Ancho de banda a 3 dB	100	MHz

**Tabla A1.1** Características del módulo APD S2381 de Hamamtsu

Como podemos observar a partir de los datos Tabla A1.1 este detector cumple directamente con el requisito mencionado anteriormente en cuanto a velocidad (ancho de banda 100 MHz) y además nos permite obtener un sistema de detección compacto al estar integrado el detector y el preamplificador de transimpedancia en el mismo módulo. En cuanto al cálculo de la potencia mínima necesaria a la salida del interferómetro para conseguir la relación S/N necesaria nos vamos a basar en el dato del fabricante del módulo (APD+preamplificador) que nos indica directamente el valor de la NEP del sistema completo. En consecuencia la potencia óptica necesaria en el detector si queremos obtener una relación S/N= 41 dB a la salida ha de ser [A1.6]:

$$P_0 = NEP \sqrt{B} \text{ (S/N)} = 0.4 \mu\text{W} \tag{A1.5}$$

donde se ha tomado como ancho de banda B=15kHz (correspondiente al ancho de banda del detector de fase). Sin embargo hay que tener en cuenta que este resultado no tiene en cuenta que a la salida de un interferómetros heterodino hay una componente de señal óptica continua [A1.7] que no lleva información interferencial pero que aporta el ruido shot

correspondiente [A1.8]. En este sentido debemos poner especial cuidado en maximizar la visibilidad en el alineamiento del interferómetro heterodino para que aplique el resultado dado por la Ecuación A1.5. No obstante, y como objetivo de diseño se tomó como objetivo una potencia a la salida del interferómetro mínima de 10  $\mu$ W más de un orden de magnitud superior a este límite.

Como detector para la longitud de onda más larga ( $\text{CO}_2$   $\lambda$ =10.6  $\mu$ m) se ha optado por el uso del fotoconductor PCL-2TE de la casa Vigo Systems Ltd refrigerado termoelectricamente con una célula de peltier incluida en el chip. Las características de este detector se detallan en la Tabla A1.2

Parámetro	Valor	Unidades
Responsividad (10.6 $\mu$ m)	>1	V/W
Detectividad (D)	>1x10 <sup>8</sup>	cmHz <sup>1/2</sup> /W
Área	1x1	mm <sup>2</sup>
Longitud de onda de pico	8.5	$\mu$ m
Tiempo de respuesta	<10	nsec
Resistividad	50-200	$\Omega$
Temperatura de operación	230	K

**Tabla A1.2** Características del fotoconductor PCL-2TE

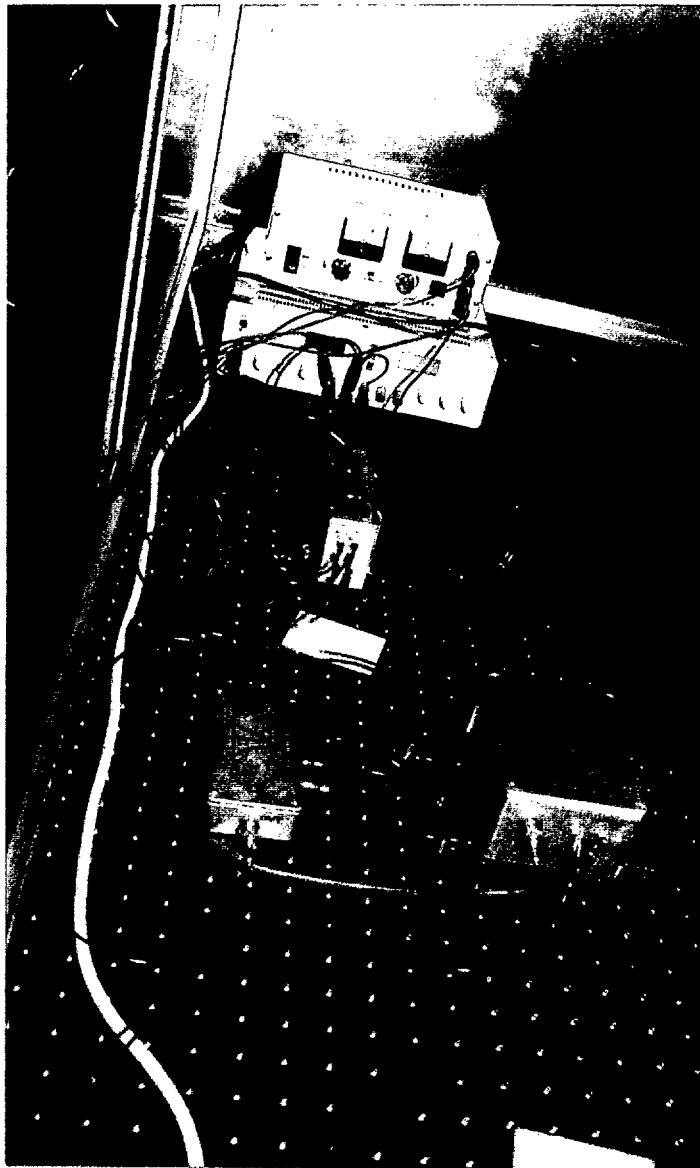
Como podemos observar en esta tabla este detector cumple con el requisito anteriormente mencionado en cuanto a velocidad de respuesta y el hecho de que no necesite refrigeración utilizando nitrógeno líquido lo hace mucho más compacto.

Por lo que respecta al cálculo de la potencia mínima a la salida del interferómetro, hay que tener en cuenta que en este caso el preamplificador necesario no está integrado si no que es necesario un diseño específico. En este sentido hay que indicar que como preamplificador se utilizó un esquema de amplificador sintonizado exactamente igual al que se muestra en el apartado siguiente dedicado al sistema de desplazamiento en frecuencia (BDF) pero con una ganancia de 15 dB. Para realizar un cálculo correcto de la potencia mínima requerida es necesario caracterizar la figura de ruido de este amplificador, pero por simplicidad se optó por una estimación conservadora del mismo asignándole un factor de ruido F=6 dB. En este caso la potencia mínima necesaria a la salida del interferómetro para cumplir dicho requisito de S/N=41 dB es:

$$P_o = \frac{\sqrt{BA}}{D} (10^{\frac{F}{10}} - 1) (S/N) = 4.6 \text{ mW} \quad A1.6$$

Como valor de diseño se optó por una potencia a la salida de 50 mW, un orden de magnitud superior a este límite.

En la Figura A1.2 se muestra una fotografía del sistema de detección. En primer plano, a la derecha, se puede observar la caja que contiene el módulo con el APD convenientemente apantallada y en el centro de la imagen la caja que contiene el fotoconductor. Al fondo podemos identificar la fuente de alimentación para los diversos componentes y el sistema de estabilización de temperatura del fotoconductor (arriba).

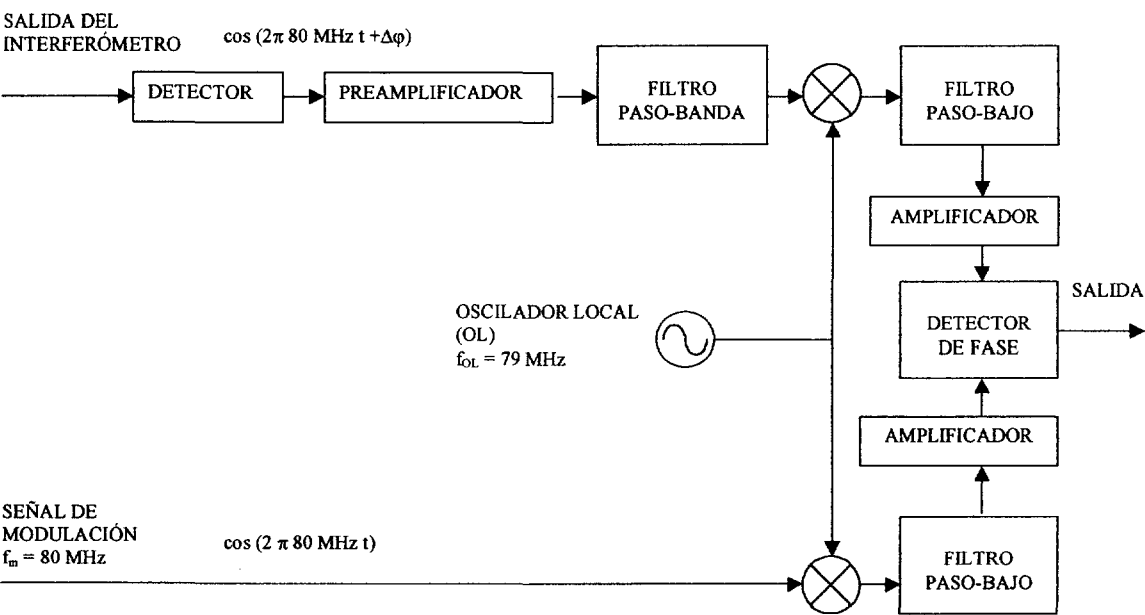


**Figura A1.2** Fotografía del sistema de detección.

**A1.2.2. Sistema de desplazamiento de frecuencia (BDF).**

Como se ha comentado el sistema de demodulación es el responsable de amplificar y trasladar en frecuencia la señal de salida de los preamplificadores hasta obtener unos niveles adecuados para el detector de fase. En este sentido, y como se comentó en el apartado correspondiente del Capítulo III, el sistema de demodulación se basa en un desplazamiento de frecuencia mediante el uso de un oscilador local para bajar a una frecuencia intermedia la información de salida del interferómetro heterodino y poder realizar la detección de fase a una frecuencia mucho menor[A1.9]. En dicho capítulo se comentaron las ventajas de un sistema de detección basado en este principio de desplazamiento de frecuencia (BDF).

Las restricciones fundamentales a imponer a este sistema de demodulación para poder obtener la resolución requerida en la medida de fase son que no empeore la relación S/N ni toque la información de fase en el canal de medida. Así mismo ha de presentar a la salida los niveles de señal requeridos para el buen funcionamiento del detector de fase. En la Figura A1.3 mostramos el principio de funcionamiento para el caso del canal de 80 MHz (señal correspondiente al He-Ne) que ya se presentó en el Capítulo III.

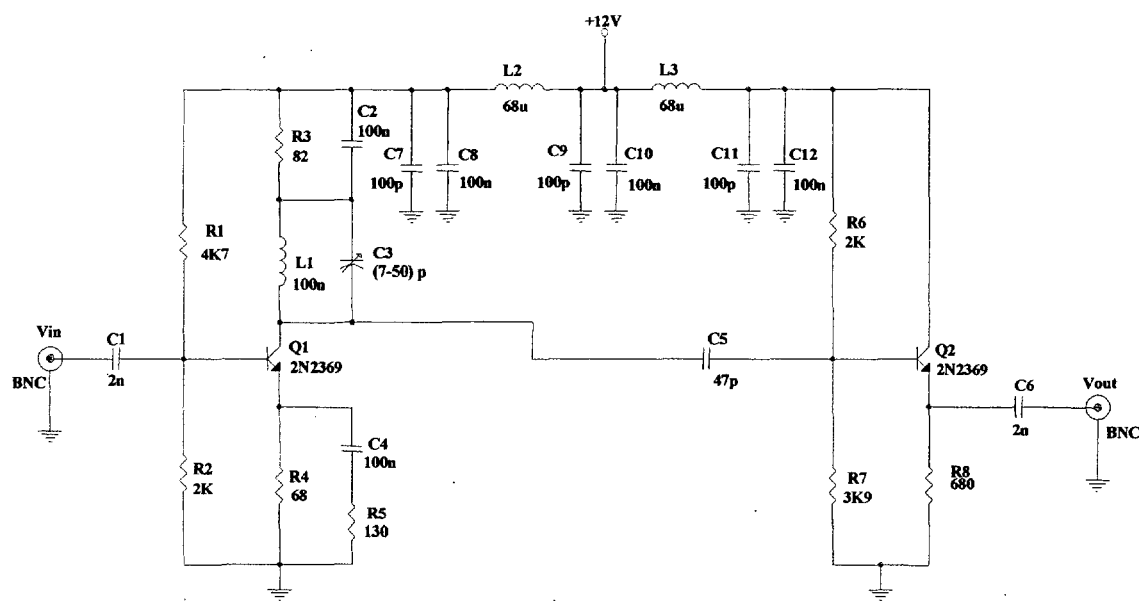


**Figura A1.3** Sistema de Desplazamiento en frecuencia

En esta Figura A1.3 podemos observar en primer lugar como a la salida del interferómetro nos encontramos el detector (descrito en el apartado anterior) y luego un bloque preamplificador que en este caso (canal del He-Ne) es el propio amplificador de transimpedancia ( $G_z=3.9 \text{ k}\Omega$ ) que lleva instalado el módulo de APD de Hamamatsu. Ambos forman el bloque que denominamos sistema de detección en el apartado anterior. A



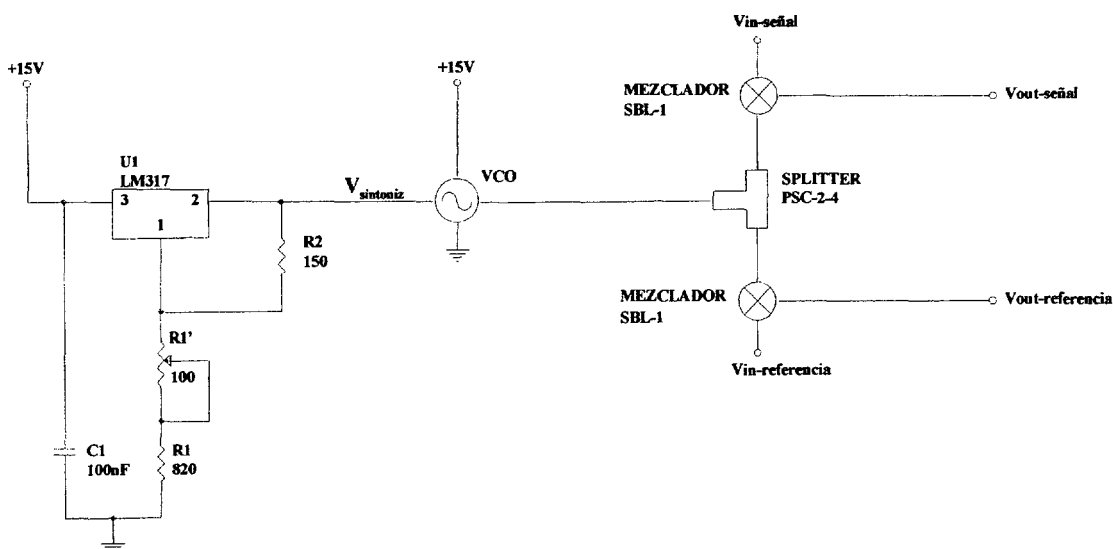
continuación aparece un filtro paso-banda que en realidad es un amplificador sintonizado cuyo esquemático se muestra en la Figura A1.4. El objetivo de este amplificador es doble: por un lado actúa de filtro con un  $Q=10$  para eliminar las componentes de ruido e interferentes que en el proceso de mezclado se suman a nuestra señal, y por otro lado presenta una ganancia de 40 dB. El correcto diseño de este filtro es importante para evitar los problemas surgidos por bajos niveles de señal o exceso de ruido a la salida del mezclador. Se debe tener un cuidado especial en el diseño de la sintonía del filtro para evitar distorsiones en la información de fase de la señal.



**Figura A1.4** Amplificador Sintonizado ( $f=80\text{ MHz}$ )

Para el caso del  $\text{CO}_2$  el amplificador sintonizado es exactamente igual salvo que la frecuencia de sintonía es la correspondiente a ese canal (40 MHz). El  $Q$  del filtro es prácticamente el mismo ( $Q=10$ ) así como la ganancia ( $G=40\text{ dB}$ ). El preamplificador, como se indicó en el apartado anterior, es otro amplificador sintonizado pero de ganancia menor ( $G=15\text{ dB}$ ).

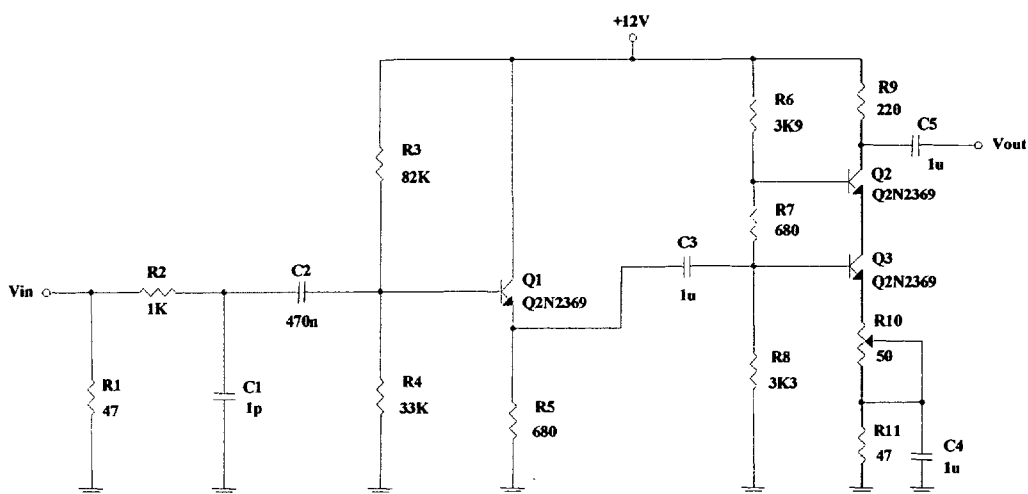
A continuación de este filtro en la Figura A1.3 aparece el diseño del bloque propiamente de demodulación o translación en frecuencia que consiste en un oscilador local (en nuestro caso un VCO, Mini-Circuits POS100) y un mezclador. El dispositivo mezclador utilizado es un mezclador conmutado balanceado de la marca Mini-Circuits tipo SBL-1. En la Figura A1.5 se muestra el detalle de esta parte del sistema de demodulación.



**Figura A1.5** Esquema del sistema de translación en frecuencia.

Como podemos observar en dicha Figura A1.5 la señal de control del VCO (con la que conseguimos sintonizarlo a la frecuencia  $f_{\text{mod}}$  deseada) se obtiene a partir de un regulador que nos va a garantizar la estabilidad de esta tensión de referencia y por lo tanto de la frecuencia de salida del oscilador local. De la misma manera, la señal de salida se separa mediante un splitter (Mini-Circuits PSC-2-4) para llevar la mitad de la potencia a cada una de las señales que es necesario trasladar en frecuencia: la señal de salida del interferómetro y la señal de referencia. Como se puede observar en la figura Figura A1.3, la muestra de la señal de modulación usada como referencia para la detección de fase no necesita amplificación ni filtrado previo a su entrada al mezclador debido a que es un tono puro a partir del cual se saca la señal de ataque al modulador acustoóptico. Las pérdidas de inserción de este mezclador se evaluaron estando en torno a los 5 dB. Por lo que respecta al canal correspondiente al  $\text{CO}_2$ , el esquema es exactamente igual salvo por el uso de un VCO tipo POS50.

La última etapa del sistema de desplazamiento en frecuencia la forman un filtro paso bajo para eliminar las componentes indeseadas a la salida del mezclador y una etapa de amplificación final que nos da los niveles de tensión necesarios para el correcto funcionamiento del detector de fase. En la Figura A1.6 se muestra el esquemático correspondiente a este bloque en el que podemos identificar primero un filtro paso-bajo con dos polos, un seguidor de tensión y un amplificador cascodo para una ganancia total de 20 dB. Esta ganancia se puede variar con ayuda del potenciómetro situado en el emisor del transistor en emisor común del amplificador cascodo. En este caso, al ser las frecuencias intermedias tanto para el canal del  $\text{CO}_2$  como del He-Ne iguales ( $F_1=1\text{MHz}$ ), esta parte es idéntica en ambos canales.



**Figura A1.6** Etapa de frecuencia intermedia.

En conclusión, la etapa de RF y de desplazamiento en frecuencia parte de la señal de salida de los detectores (+preamplificador) y la traslada a la frecuencia intermedia de 1 MHz añadiendo una ganancia máxima ajustable de 70 dB. Como se puede comprobar, esta ganancia es más que suficiente para obtener a la entrada del detector de fase los niveles de señal ( $4 V_{pp}$ ) requeridos a partir de los valores de diseño para la potencia óptica a la salida del interferómetro.

Para finalizar este Anexo 1 vamos a detenemos en el aspecto relacionado con la estabilidad de la amplitud de la señal de salida del sistema BDF. Como se comentó anteriormente una posible fuente de error en la detección de fase es la variación en la amplitud de la señal durante la medida. Esto se traduce en errores en la detección de los cruces por cero de la señal y el correspondiente error en la medida de fase. Diversas estrategias se utilizan para solucionar este problema que implican el uso de controles automáticos de ganancia (AGC) o limitadores de baja distorsión de fase. Ninguna de estas dos soluciones es ideal pues ambas tocan la fase un mínimo de  $1^\circ$  a  $3^\circ$ , cosa que hay que tener en cuenta a la hora de utilizarlos. En nuestro caso, en una primera aproximación, se ha optado por dejar la ganancia fija con la idea de que cuando es necesaria una mayor precisión en la medida de fase (durante la presencia de un plasma) la señal correspondiente se mantiene con una amplitud suficientemente constante.



# ANEXO 2. El Sistema Detector de Fase del Interferómetro Láser Heterodino del Stellarator TJ-II.

## A2.1. Principio de funcionamiento del detector de fase.

Como se comentó en el apartado correspondiente del Capítulo III el elemento básico del sistema de detección del interferómetro láser heterodino del Stellarator TJ-II es el detector de fase que, diseñado para trabajar a una frecuencia intermedia de 1 MHz, presenta las características de rango y precisión necesarias para nuestra aplicación. Como se comentó en dicho apartado, para conseguir ese comportamiento multirango y con la precisión requerida (1/1000 de franja, equivalente a  $2\pi/1000$  rad) la detección de fase se realiza en dos partes como queda detallado en el diagrama de bloques de la Figura A2.1 (ver Capítulo III).

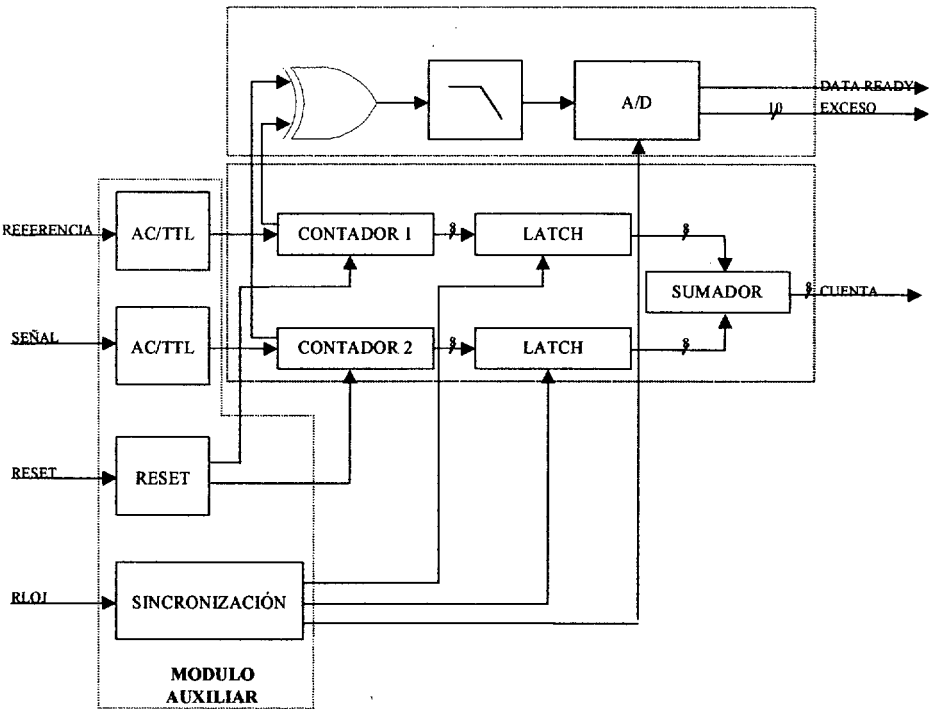
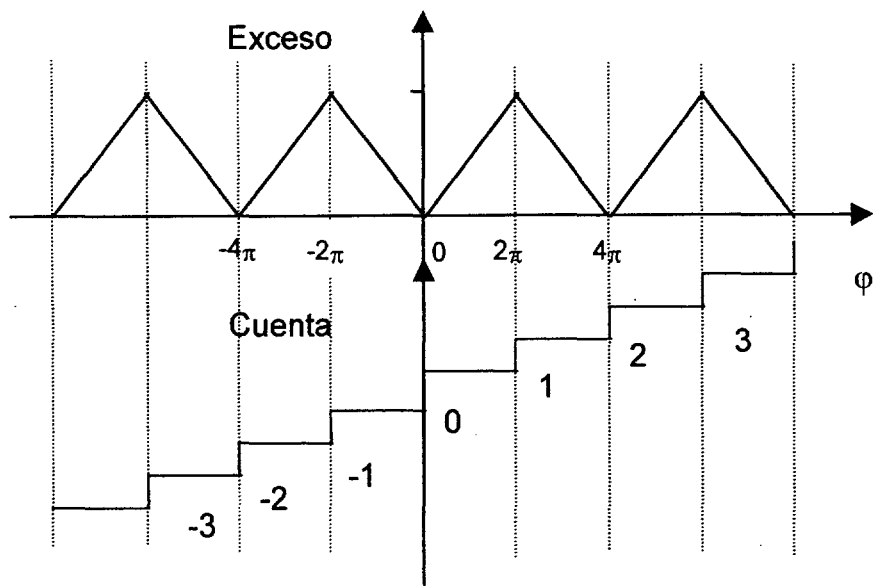


Figura A2.1 Diagrama de bloques del detector de fase

El objetivo es realizar un detector de fase con dos salidas, Exceso y Cuenta, cuya función de transferencia en función del desfase  $\phi$  entre las dos señales de entrada es el mostrado en la Figura A2.2.



**Figura A2.2** Función de transferencia del detector de fase. Señales Exceso y Cuenta.

A partir de la función de transferencia mostrada en esta Figura A2.2 podemos calcular el desfase total entre las dos señales de entrada a partir de la siguiente expresión:

Desfase= (Cuenta +Exceso)\*2π

si cuenta par

Desfase=(Cuenta-Exceso+1)\*2π

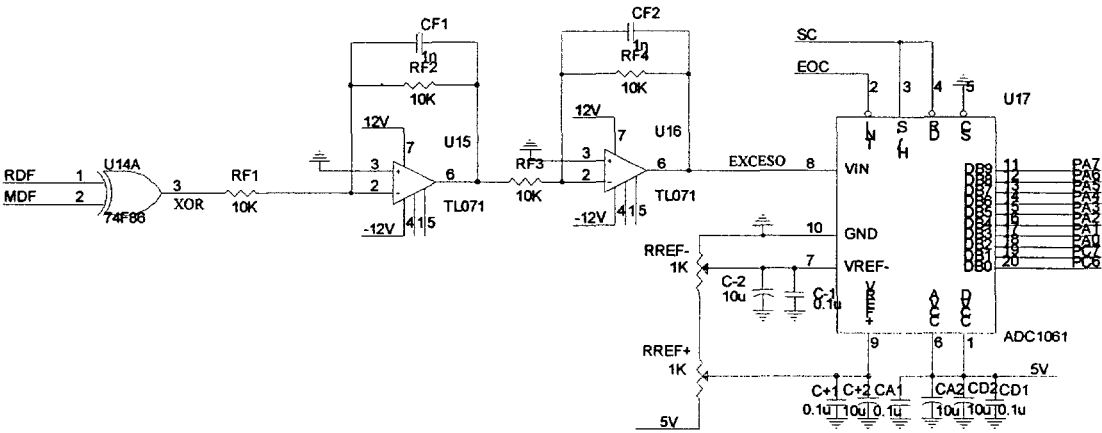
si cuenta impar

quedando patente a partir de esto la posibilidad de medir un desfase equivalente a varias franjas de interferencia (una franja equivale a 2 π rad).

### A2.2. Descripción del detector de fase

Los primeros elementos del detector de fase tanto para la señal de medida como la de referencia son sendos bloques identificados como AC/TTL. Estos bloques son los responsables de realizar la detección de cruce por cero de la que se ha hablado en el Anexo 1. A la salida de dichos bloques tenemos dos señales cuadradas con la misma información de fase que las señales sinusoidales de entrada pero con niveles TTL. Estos bloques, además, presentan un ciclo de histéresis, por lo que si las señales de entrada no tienen la suficiente amplitud el detector de fase deja de funcionar y las salidas no son válidas. El nivel óptimo de funcionamiento impone un valor de amplitud a las señales de entrada de 4 V<sub>pp</sub>, aunque hasta los 2 V<sub>pp</sub> no dejen de funcionar los comparadores.

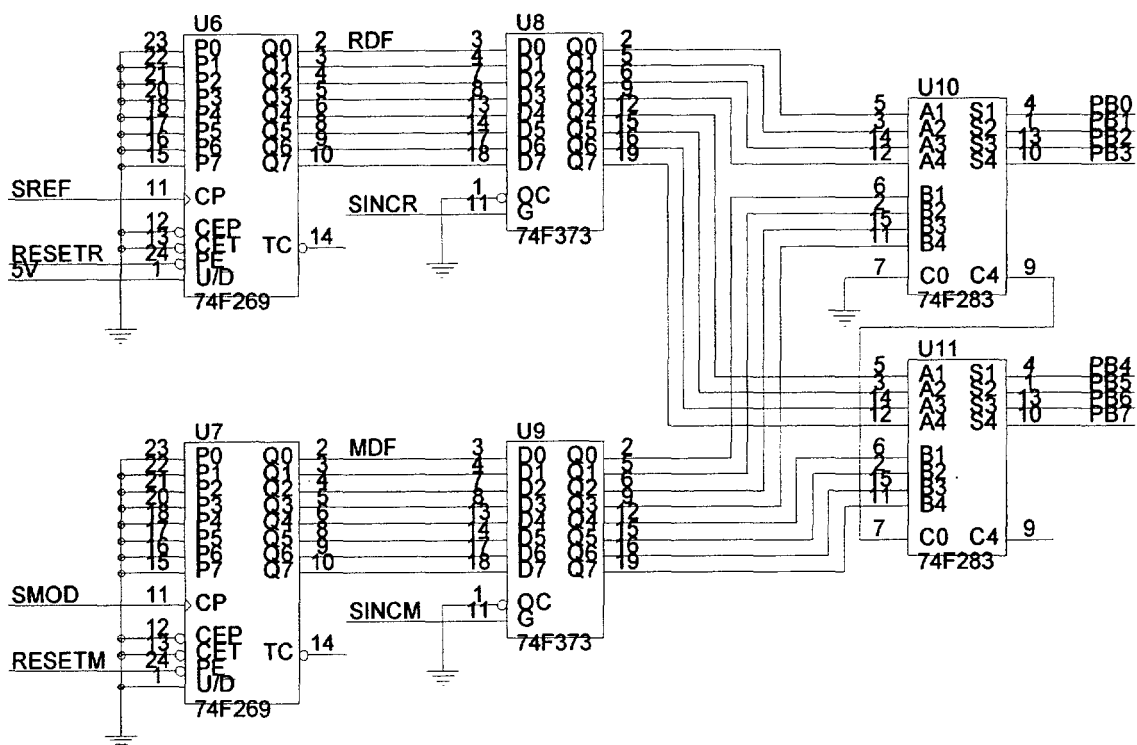
Como se ha comentado, la detección de fase se realiza en dos partes (Figura A2.2) siendo la correspondiente a la señal Exceso la responsable de la alta resolución en las medidas. Esta parte del circuito es la que convierte la diferencia de tiempo entre los cruces por cero de las señales TTL en un nivel analógico proporcional al desfase de ambas señales según lo mostrado en la Figura A2.2. En la Figura A2.3 se muestra el bloque responsable de la obtención de la señal Exceso.



**Figura A2.3** Esquema del bloque obtención señal Exceso.

En esta Figura A2.3 podemos observar el detector de fase realizado con una puerta XOR y un filtro activo paso-bajo para obtener la respuesta lineal que deseamos [A2.1]. A continuación tenemos un conversor A/D rápido de 10 bits responsable de obtener la señal que leerá posteriormente el sistema de adquisición de datos. Hay que indicar que para el correcto funcionamiento de este circuito las señales de entrada al bloque detector de fase (puerta XOR) no han de ser las señales de entrada si no la salida de los contadores correspondiente a la división entre 2. Esto permite que el rango de este detector de fase pase de ser  $\pi$  a  $2\pi$ , como requiere la función de transferencia de la Figura A2.2 [A2.2].

La señal Cuenta es una señal *digital* que indica el número de ciclos que una de las señales (la de referencia) adelanta a la otra (señal). Este bloque está formado por dos contadores, uno que cuenta en sentido ascendente y otro descendente y un sumador. Si ambos contadores cuentan el mismo número de ciclos la suma será nula y, por lo tanto, el desfase entre ambas señales es inferior a  $2\pi$  (Figura A2.2). En la Figura A2.4 se muestra el esquemático del bloque contador de ciclos responsable de la obtención del valor de Cuenta.



**Figura A2.4** Diagrama del bloque contador de ciclos (señal de Cuenta).

El bloque contador de ciclos tiene un gran rango de medida que va desde  $-128$  a  $127$  cuentas por lo que el rango de medida total del detector de fase va de  $-128 \times 2\pi$  rad, a  $127 \times 2\pi$  rad. Este gran rango de medida es otro de los requisitos que debe cumplir el sistema de detección de fase del interferómetro láser heterodino para el Stellarator TJ-II.

Para finalizar, en la Figura A2.1 se muestran además otra serie de bloques auxiliares como son los de reset y sincronización que no se van a detallar. El objetivo de ambos es sincronizar los dos bloques para conseguir una correcta medida del desfase.

### A2.3. Adquisición de Datos

Como se ha indicado la salida del detector de fase está compuesta de 18 bits: 10 correspondientes a la señal de Exceso y 8 correspondientes a la señal de Cuenta. El detector de fase nos habilita una señal (DataReady) cuando ambas están disponibles en función del reloj de muestreo.

La adquisición de estos 18 bits por muestra de fase se realiza mediante una placa de adquisición de datos instalada en un PC basada en dos circuitos integrados (puerto paralelo programable 8255) desarrollada en el Área de Tecnología Electrónica de la Universidad Carlos III de Madrid. Dicha tarjeta se comporta como un puerto paralelo para la lectura de datos por petición (pooling) a través de la señal correspondiente de DataReady. Cuando dicha señal se activa (datos preparados) el ordenador lee los 18 bits y los guarda en una



línea del fichero donde se almacena la evolución temporal del desfase entre las dos señales a lo largo de un pulso. Estos datos son posteriormente procesados mediante paquetes matemáticos (MATLAB).



## **ANEXO 3. Instalación de la Infraestructura y Elementos Auxiliares del Interferómetro Láser Heterodino del Stellarator TJ-II.**

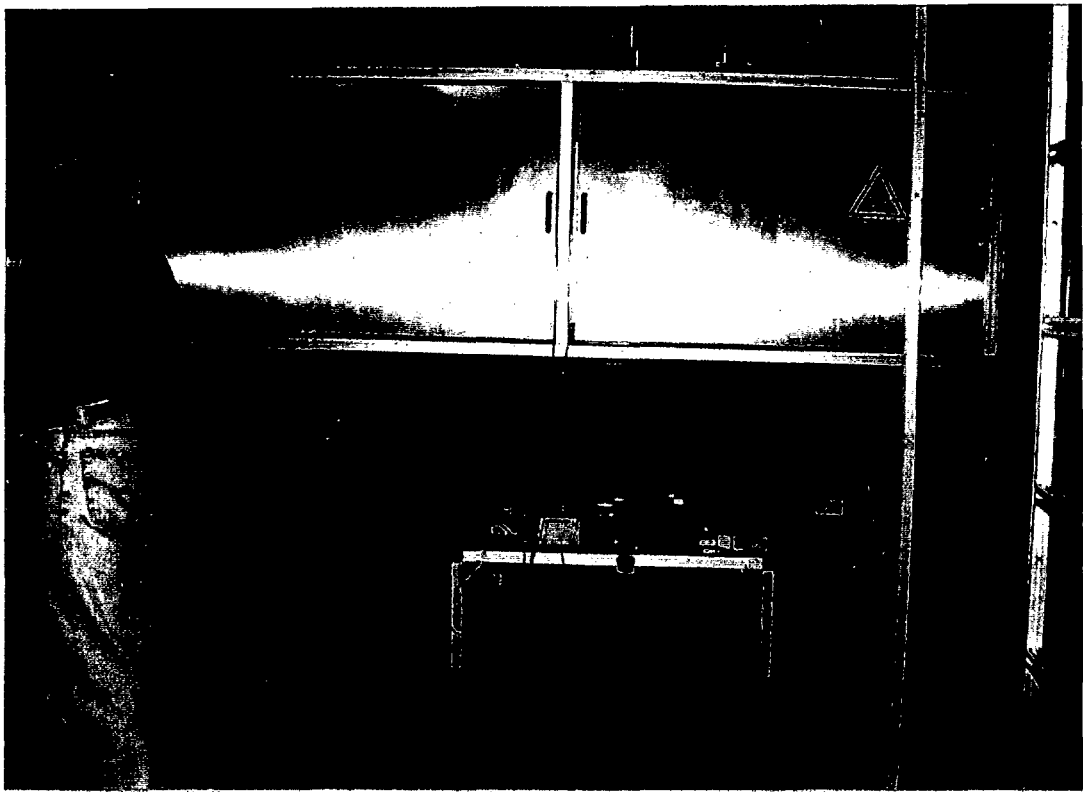
En este Anexo 3 se van a describir someramente algunos aspectos relativos a la infraestructura necesaria para la instalación del interferómetro láser heterodino del Stellarator TJ-II así como algunos elementos auxiliares necesarios para su correcto funcionamiento. Estos tienen que ver con la protección del interferómetro, la instalación de la electrónica y los sistemas de refrigeración de los componentes que lo necesiten.

### **A3.1. *Caja del Interferómetro.***

Como se indicó en el apartado correspondiente, la mayor parte de los componentes ópticos del sistema interferométrico se hayan instalados en una mesa óptica colocada justo debajo de la plataforma experimental del Stellarator TJ-II. Una de las primeras tareas consistió en proteger el sistema interferométrico mediante una caja metálica. Esto se debe principalmente a que existen delicados elementos ópticos que necesitan ser protegidos del polvo y posibles impactos de piezas desde la plataforma experimental durante su montaje. El entorno de trabajo en la máquina TJ-II es bastante hostil pues hay muchas tareas llevándose a cabo a la vez (instalación, mantenimiento) que pueden repercutir en el deterioro de los componentes ópticos que no estén convenientemente protegidos. Así mismo se necesita proteger a cualquier persona que esté trabajando en el entorno del TJ-II de posibles reflexiones incontroladas de la radiación del láser de CO<sub>2</sub>. Hay que recordar que este es un láser de Clase IV y las normas de seguridad exigen el encerrar el camino del haz de luz láser. En este sentido es también conveniente proteger todo el haz en su camino desde el periscopio hasta la ventana inferior del TJ-II. Esto se consiguió con un tubo de sección rectangular realizado en dos tramos y atornillado directamente a la parte superior de la caja del interferómetro y al puerto B1 inferior del Stellarator TJ-II.

En la Figura A3.1 se muestra una foto de la caja del interferómetro. Además de la caja propiamente dicha se puede observar una mesa justo debajo del tablero donde se hayan las fuentes de alimentación de los láseres y la electrónica de modulación los moduladores acustoópticos. La fotografía está orientada de manera que a mano izquierda

queda situado el tubo que contiene al haz de subida procedente del periscopio hasta la ventana inferior del TJ-II.



**Figura A3.1** Fotografía de la Caja del Interferómetro.

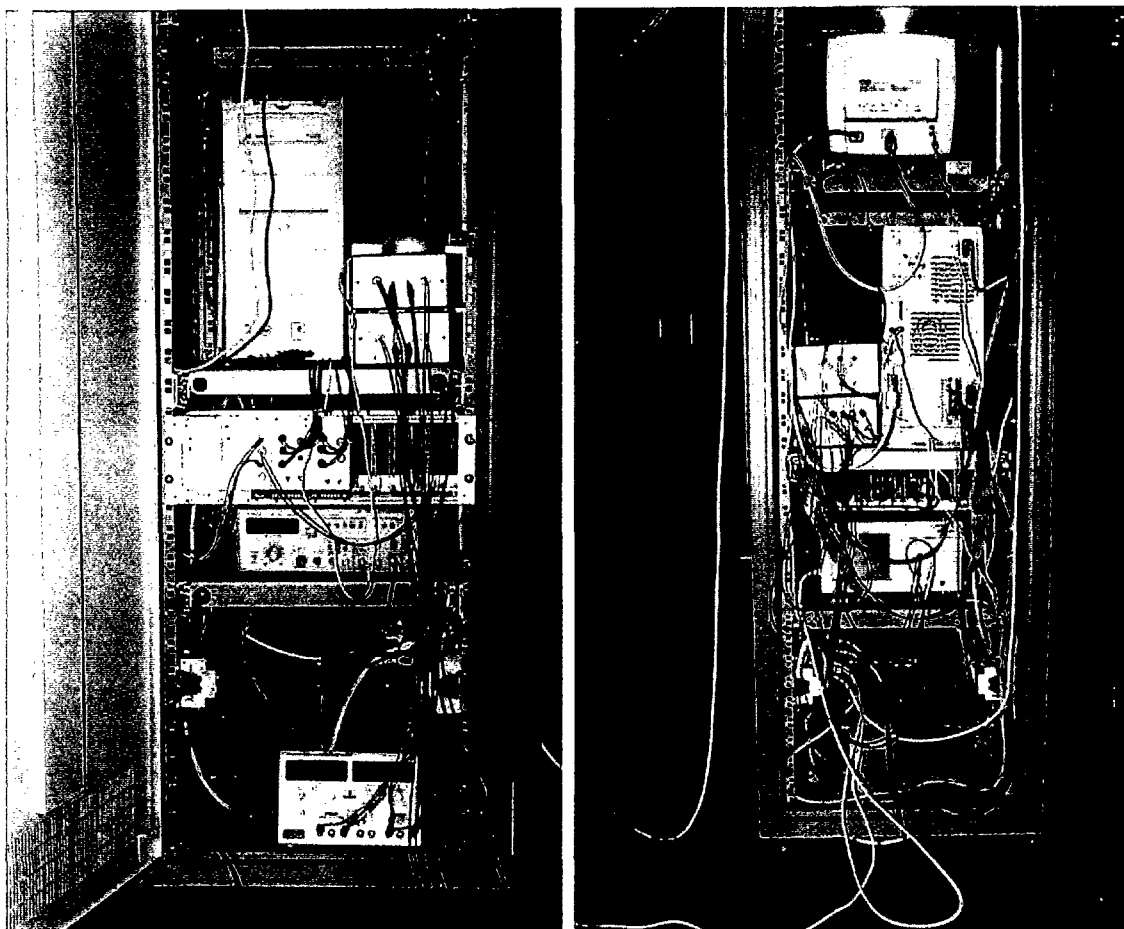
El tubo que existe para proteger el haz en el camino de subida no es continuo y presenta una pequeña abertura de 10 cm de longitud justo a la mitad de su longitud que tiene como objetivo desacoplar mecánicamente la estructura del interferómetro de la máquina para que las vibraciones de la máquina durante las descargas no se transmitan al sistema óptico. En la Figura A3.2 se muestra otra foto de la caja del interferómetro, esta vez tomada desde el lado opuesto, en que se puede observar la parte inferior del tubo que contiene el haz de subida.



**Figura A3.2** Fotografía de la caja del interferómetro con el sistema de protección del haz de subida.

### **A3.2.    *Armario (Rack).***

Anexo al interferómetro se instaló un armario (rack) que alberga toda la electrónica de demodulación, detección de fase y adquisición de datos, así como todos los elementos auxiliares como fuentes de tensión y generadores de señal necesarios para el correcto funcionamiento del interferómetro. Como todos los diagnósticos del Stellarator TJ-II (y en general como en todos estos experimentos) el rack tiene su propio transformador de alimentación con el objetivo de aislar galvánicamente el diagnóstico del resto de los sistemas del TJ-II y evitar así bucles de tierra en la instrumentación. El aspecto definitivo del sistema instalado lo podemos ver en la Figura A3.3 donde se puede ver la vista delantera y posterior del rack. En la vista anterior podemos identificar las fuentes de alimentación y un generador de señal que se usa como reloj local durante las pruebas de substracción de la señal interferométrica. Justo al lado de la CPU del ordenador se encuentran los sistemas de demodulación BDF (Anexo 1) para cada uno de los canales ( $\text{CO}_2$  y He-Ne).



**Figura A3.3** Fotografías del Armario. Vista anterior (izquierda) y posterior (derecha)

En esta Figura A3.3 tenemos también la vista posterior del rack donde se pueden ver los dos detectores de fase (a la izquierda de la CPU justo detrás de los correspondientes sistemas de demodulación) y el osciloscopio auxiliar para la medida de los niveles de señal a la entrada del detector de fase. Las salidas de los detectores de fase entran en la tarjeta de adquisición de datos diseñada para esta aplicación con dos puertos paralelo 8255 y que sirve de interfaz con el ordenador (ver apartado correspondiente a adquisición de datos).

### **A3.3. Refrigeración**

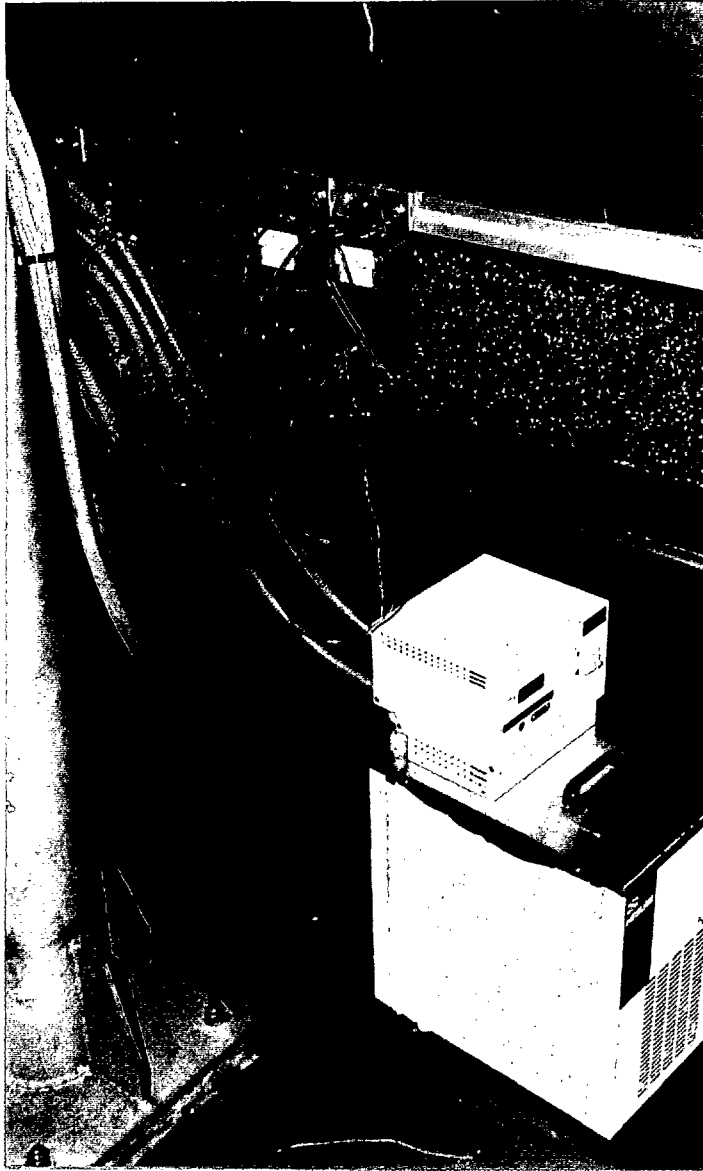
En el capítulo III, durante la descripción del prototipo de interferómetro láser con dos longitudes de onda para el estudio del límite de substracción de las vibraciones mecánicas de este tipo de interferómetros se comentó la necesidad de refrigerar por agua tanto el láser de  $\text{CO}_2$  como el correspondiente modulador acustoóptico. Así mismo se identificó la necesidad de un correcto control de la refrigeración del láser para conseguir que no se produzcan cambios en el espectro de la luz de salida (saltos de línea de emisión) con el consiguiente salto en la fase de salida del interferómetro. En el caso del experimento descrito en dicho Capítulo III, la refrigeración se consigue con ayuda de un circuito de refrigeración abierto que utiliza directamente la red de agua del laboratorio y se comprobó

como a partir de cierto caudal de refrigeración la respuesta espectral del láser se mantiene constante.

En este caso para el láser se optó por utilizar el sistema de refrigeración general que tiene instalado el TJ-II para todos los diagnósticos. Además, y en virtud de lo importante que es mantener una buena refrigeración del circuito correspondiente al láser, se instaló un caudalímetro (ver Figura A3.4) para monitorizar en todo momento la correcta refrigeración del láser de CO<sub>2</sub>. El caudal que se fijó como referencia es de 2.5 l/min, bastante por encima del usado en el prototipo de laboratorio pero que tiene en cuenta la mayor temperatura del agua del circuito de refrigeración respecto a la que se obtiene de la red de agua del laboratorio.

El caso del modulador acustoóptico del CO<sub>2</sub> el sistema de refrigeración es totalmente distinto al del láser de CO<sub>2</sub> pues en este caso se requiere un caudal mucho menor pero una presión en la línea de agua mucho mayor debido a lo estrecho del conducto de refrigeración del mismo. El sistema instalado en el TJ-II no era capaz de dar estas especificaciones por lo que se optó por la adquisición de un baño refrigerador de la casa Neslab para el mismo. El resultado fue bastante satisfactorio pues, aunque no es capaz de dar los caudales necesarios si que permite un control de temperatura del agua de manera precisa.

En la Figura A3.4 se muestra un detalle del sistema de refrigeración con el baño refrigerador utilizado para el modulador acustoóptico y a mano izquierda los conductos de agua (uno de entrada y uno de salida) del sistema general para la refrigeración del láser. También se puede observar en esta Figura A3.4 los caudalímetros usados para monitorizar los valores de los caudales de refrigeración de cada uno de los circuitos de agua. Es importante resaltar que el diseño y la construcción de dichos caudalímetros son propios del Grupo de Optoelectrónica y Tecnología Láser de la Universidad Carlos III de Madrid.



**Figura A3.4 Sistema de Refrigeración.**



# ANEXO 4 Resultados de la operación del 29 de Noviembre de 1999.

En este Anexo 4 se van a detallar los resultados del interferómetro láser heterodino para la medida de densidades electrónicas del TJ-II a lo largo de todo un día de operación. En concreto se van a mostrar los resultados de algunas de las descargas con plasma correspondientes al día 29 de Noviembre de 1999 y se compararán los mismos con las lecturas del interferómetro de microondas ( $\lambda=2\text{mm}$ ).

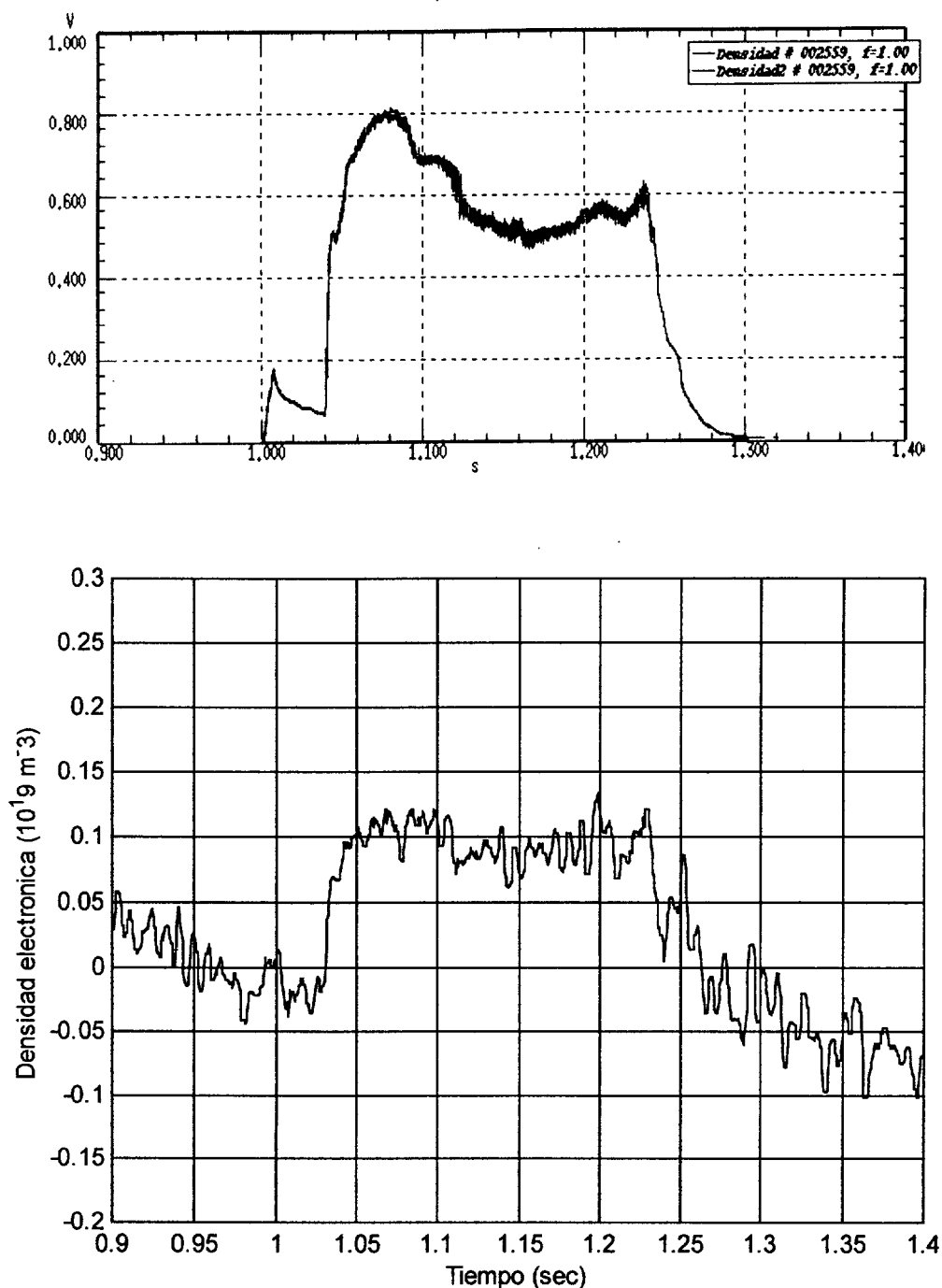
El experimento que se llevó a cabo dicho día pretendía estudiar el efecto del limitador poloidal para hacer cada vez más pequeño el plasma. En este sentido, y debido a la reducción del tamaño del mismo se ha de observar una disminución en la integral de línea de la densidad electrónica leída. Los datos del set-up de la máquina para estas descargas se muestran en la Tabla A4.1.

Configuración	100_40_63
Calentamiento	0+300 kW
Especie	He
Cota de la cuerda del Interferómetro	1.77 m

**Tabla A4.1** Datos de operación del TJ-II. 29 de Noviembre de 1999.

En las siguientes gráficas se muestran las lecturas de densidad media medida por el interferómetro láser heterodino con dos longitudes de onda del Stellarator TJ-II frente a las medidas del interferómetro de microondas para diversas descargas de este día.

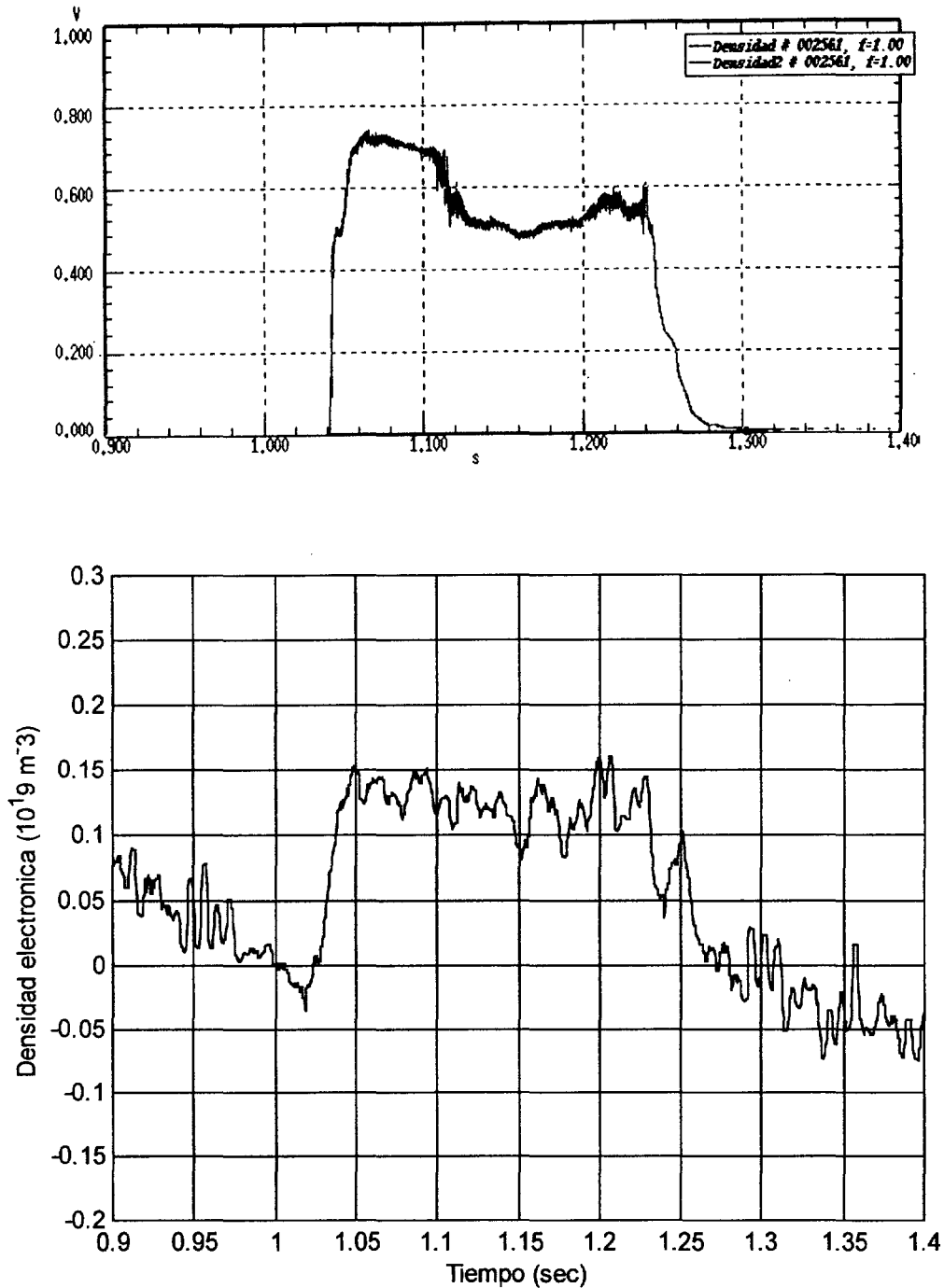
TJ-II D.A.S. 30 / 11 / 99 - 11:27, USER: acedop



### Descarga 2559

En esta descarga observamos como la densidad medida por el interferómetro infrarrojo es menor que la medida por el de microondas. En el Capítulo IV este problema se asoció a una mala medida de la posición de la cuerda del interferómetro que hace que se vea mucho menos plasma. Las oscilaciones reflejan la no perfecta substracción de las vibraciones mecánicas (las oscilaciones que aparecen están en el entorno de 80- 100 Hz) aunque la amplitud de las mismas está por debajo del objetivo requerido  $<10^{18} \text{ m}^{-3}$ .

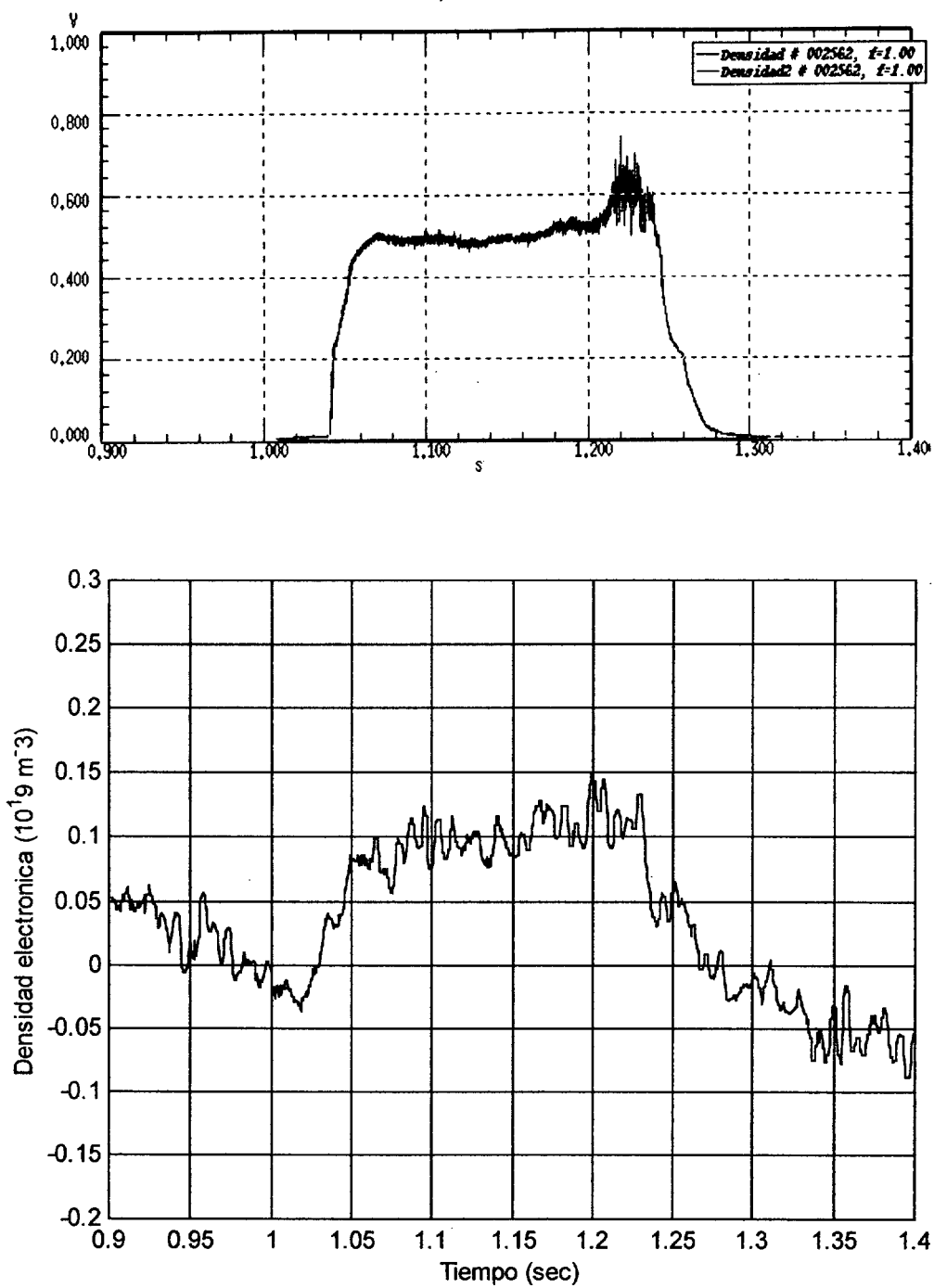
TJ-II D.A.S. 30 / 11 / 99 - 11:27, USER: acedop



### Descarga 2561

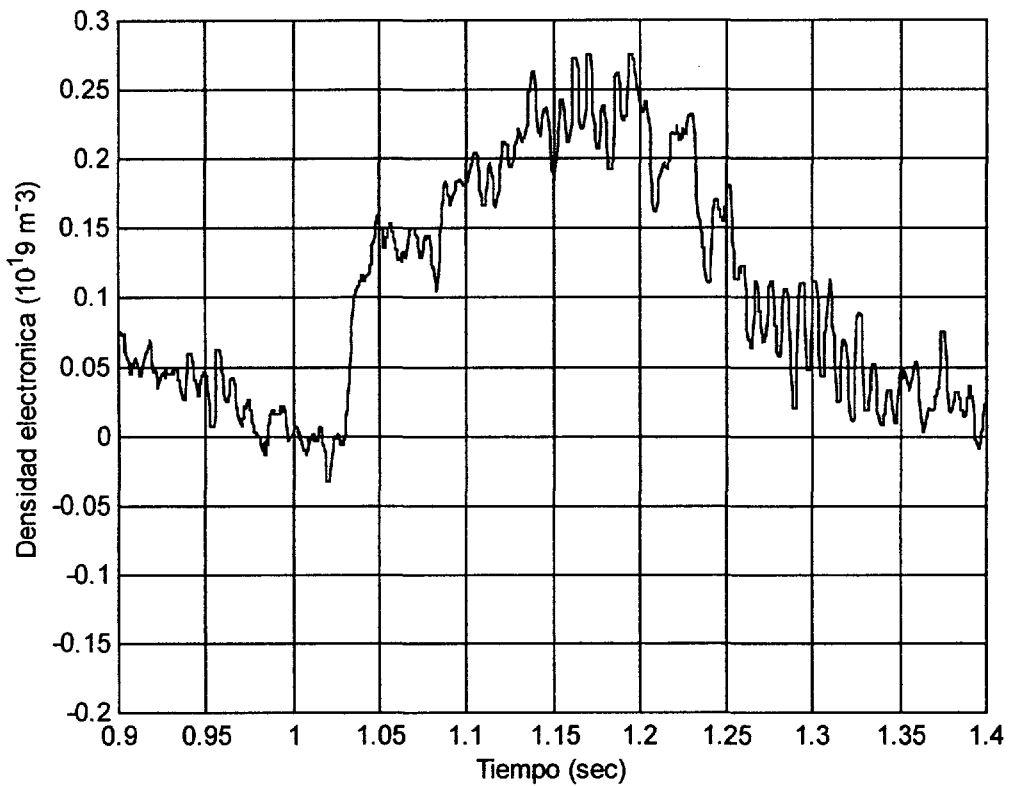
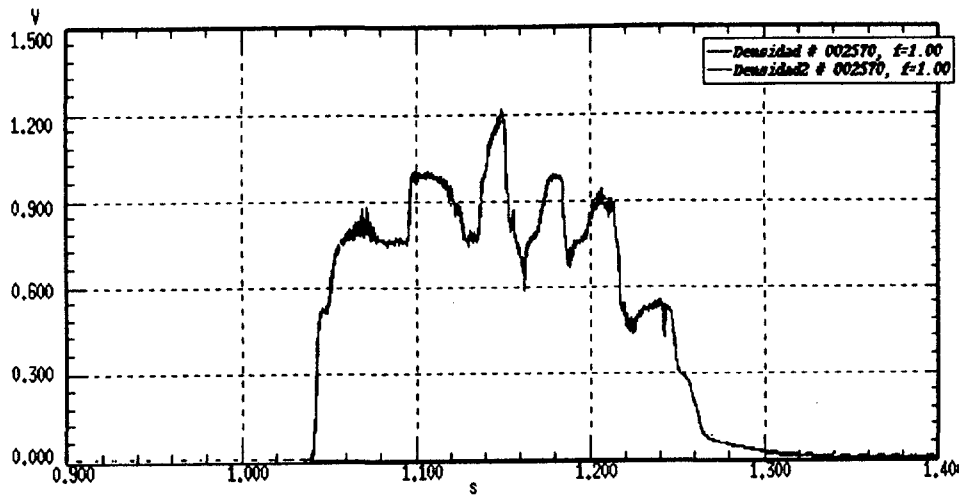
En esta descarga vemos que el comportamiento del interferómetro de infrarrojo es similar a la descarga anterior. Podemos observar también la presencia de una pequeña deriva en baja frecuencia en la señal del interferómetro que también es visible en el caso anterior. Este efecto está relacionado con un leve desplazamiento del frente de onda en detección debido al movimiento del espejo superior ya que hemos observado que la evolución de dicha deriva es bastante repetitiva según las diferentes medidas observadas.

TJ-II D.A.S. 30 / 11 / 99 - 11:28, USER: acedop



**Descarga 2562**

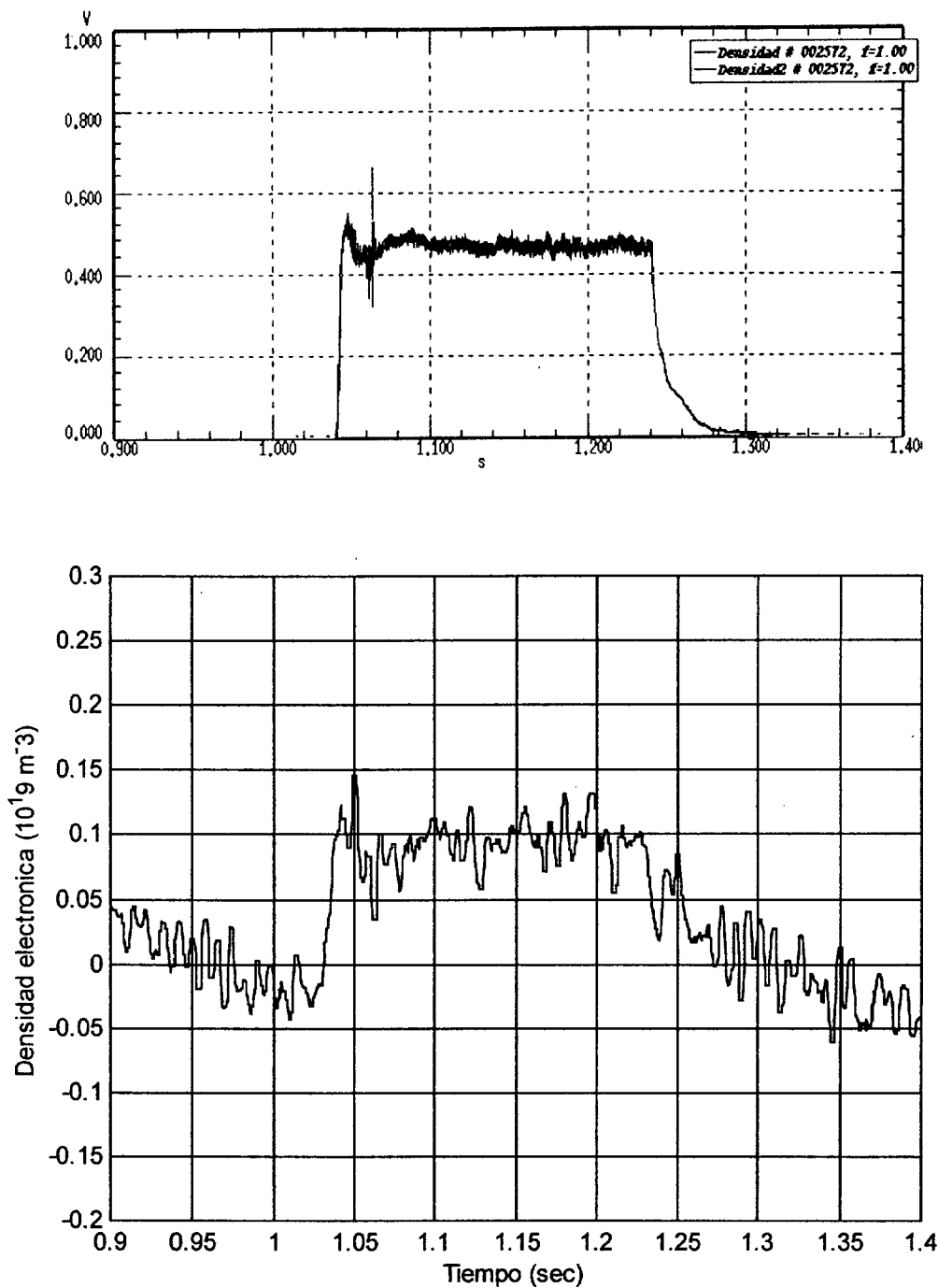
TJ-II D.A.S. 30 / 11 / 99 - 11:32, USER: acedop



### Descarga 2570

Descarga muy interesante. Durante la misma se realizó un experimento de puffing (introducción de pulsos de gas) que se ver reflejado en los diversos picos en la señal de densidad del interferómetro de microondas. Como podemos observar el interferómetro de infrarrojo también es capaz de seguir esas variaciones en la densidad aunque al estar en el límite de resolución no es fácil hacer una correspondencia exacta.

TJ-II D.A.S. 30 / 11 / 99 - 11:33, USER: acedop



### Descarga 2572

Última descarga del día. El limitador poloidal estaba en su posición más interior por lo que al no corregir el valor de la cuerda, la densidad media medida por el interferómetro de microondas tiene un valor bajo. La medida del interferómetro de infrarrojo es bastante estable y demuestra también una reducción en la lectura de la densidad media.

## **ANEXO 5 Medida y Corrección del Ángulo entre las dos Longitudes de Onda de Salida del Láser de Nd:YAG.**

Como se ha indicado en el Capítulo V de esta tesis doctoral el sistema interferométrico heterodino con doblado de frecuencia para la medida de densidades electrónicas en Alcator C-Mod se basa en el uso de un láser de estado sólido (Nd:YAG) emitiendo dos longitudes de onda: el armónico fundamental ( $\lambda_0=1.064 \mu\text{m}$ ) y el primer armónico ( $\lambda_1=532 \text{ nm}$ ). En este sentido durante la primera parte de los experimentos previos a la instalación del sistema definitivo se realizó un estudio del dispositivo láser elegido. Dicho dispositivo es de la serie  $\mu\text{Green}$  de la casa UNIPHASE tipo 4301, modificado para dejar pasar ambas longitudes de onda, de manera que la salida del láser tenga las dos longitudes de onda de emisión propagándose de manera colineal. El láser adquirido presenta a la salida 50 mW en el verde ( $\lambda_1= 532 \text{ nm}$ ) y 10 mW en el infrarrojo ( $\lambda_0= 1.064 \mu\text{m}$ ).

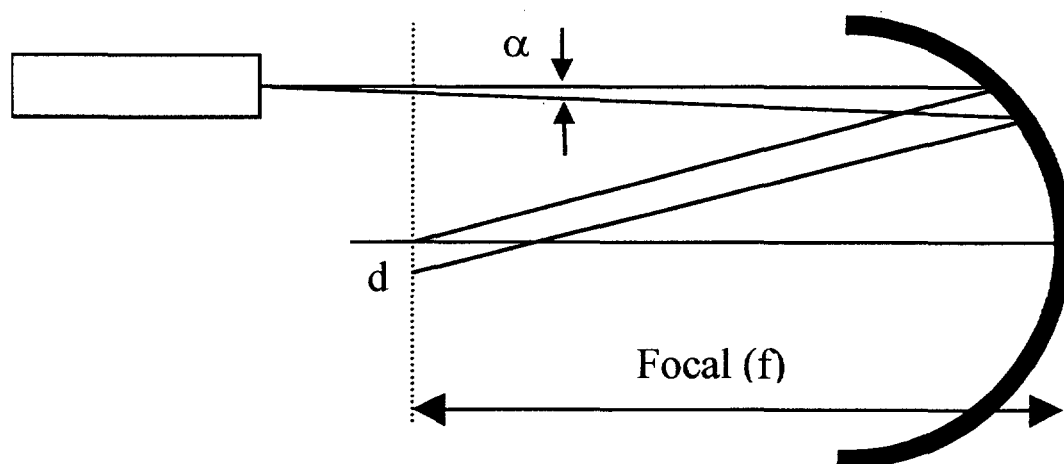
Como se ha indicado en el Capítulo V la característica fundamental que nos interesa del láser es la colinealidad de ambas longitudes de onda a la salida pues, al ser los brazos del interferómetro definitivo bastante largos (unos 10 metros) un pequeño ángulo entre ambos haces produce un desalineamiento importante en detección. Sin embargo, y aún siendo esto importante, debemos recordar que para que la substracción de las vibraciones mecánicas en los sistemas con dos longitudes de onda sea efectiva, ambas longitudes de onda han de recorrer exactamente el mismo camino óptico, por lo que un mínimo desalineamiento entre ellas se ve reflejado en una deficiente substracción de las vibraciones mecánicas y, como se comentó en dicho capítulo, un sistema de medida de densidades electrónicas basado en un láser de Nd:YAG debe presentar una alta inmunidad a las vibraciones mecánicas debido a la poca sensibilidad de la longitud de onda del infrarrojo ( $\lambda= 1.064 \mu\text{m}$ ) a la densidad electrónica. Una mala colinealidad de ambos haces de salida ( $\lambda_0=1.064 \mu\text{m}$  y  $\lambda_1=0.532 \mu\text{m}$ ) supone una mala substracción de las vibraciones mecánicas.

Los primeros ensayos sobre un prototipo mostraron una substracción de las vibraciones mecánicas en el orden de  $10^{-1}$ - $10^{-2}$  de franja, insuficiente para la medida que requería una resolución en el entorno de  $10^{-2}$ - $10^{-3}$  de franja equivalente a una densidad de

línea de  $10^{19} \text{ m}^{-2}$ . Este problema se estudió experimentalmente observando que la causa principal de esta mala substracción. La primera prueba que se realiza consistió en propagar la salida del láser a lo largo de una gran distancia (unos 10 metros) y observar con ayuda de un visor de infrarrojos y un separador armónico para eliminar el verde ( $\lambda = 532 \text{ nm}$ ) la posición relativa de ambas longitudes de onda. Esta prueba fue concluyente demostrando una mala colinealidad entre ambas longitudes de onda y observando un ángulo entre ambas de 1 mrad.

Esta no perfecta colinealidad entre ambas longitudes de onda, si bien no esperada en principio, no es de extrañar en virtud del método utilizado para realizar el doblado de frecuencia a partir del armónico fundamental. El proceso de generación de segundo armónico implica un cuidadoso alineamiento del cristal no-lineal que genera el doblado en longitud de onda. Una pequeña desviación en el ángulo de orientación del cristal para la generación de las dos longitudes de onda  $\delta\theta$  correspondiente al ángulo de orientación del vector  $k$  del cristal para las dos longitudes de onda que implica que ambas longitudes de onda no sufren exactamente el mismo índice de refracción y en consecuencia se produce una ligera divergencia entre ambas en campo lejano [A5.1]. En este sentido hay que recordar que la condición de que este ángulo  $\delta\theta$  sea cero (phase-matching del cristal no-lineal) depende de forma muy importante de la temperatura por lo que habrá que estudiar el comportamiento en campo lejano de la radiación del láser (ambas longitudes de onda) una vez pasado el tiempo de calentamiento dado por el fabricante [A5.2].

En este sentido se realizó un montaje óptico para la medida de dicho ángulo. En la Figura A5.1 se muestra un esquema del montaje realizado.



**Figura A5.1** Esquema utilizado para medir la divergencia de las dos longitudes de onda.



Como se puede observar en esta Figura A5.1 el esquema óptico para la medida de la divergencia entre ambas longitudes de onda consiste en llevar el plano óptico infinito al foco de un espejo parabólico de focal larga ( $f= 30$  pulgadas, alrededor de 76 cm). Posteriormente un APD situado en el plano focal y montado sobre un posicionador 2D con tornillos micrométricos mide la distancia  $d$  en el plano focal. El ángulo de divergencia entre ambas longitudes de onda se obtiene mediante la expresión [A5.3]:

$$\alpha \approx \frac{d}{f} \text{ [rad]} \tag{A5.1}$$

Se tomaron diversas series de medidas una vez que el láser había conseguido su temperatura de funcionamiento dando un valor final para la divergencia de 0.813 mrad, muy cercano a los valores observados en el primer experimento.

Una vez medido el ángulo de divergencia entre ambas longitudes de onda se procedió a la corrección del mismo. La metodología utilizada se basa en el uso de una cuña óptica cuyas propiedades de dispersión son las del material BK7 utilizado de forma estándar en la fabricación de lentes. En la Figura A5.2 se muestra el esquema de una cuña óptica en el que  $\theta_w$  es el ángulo de cuña y  $\theta_d$  el ángulo de salida de un haz que entra perpendicularmente a la cara plana de la misma.

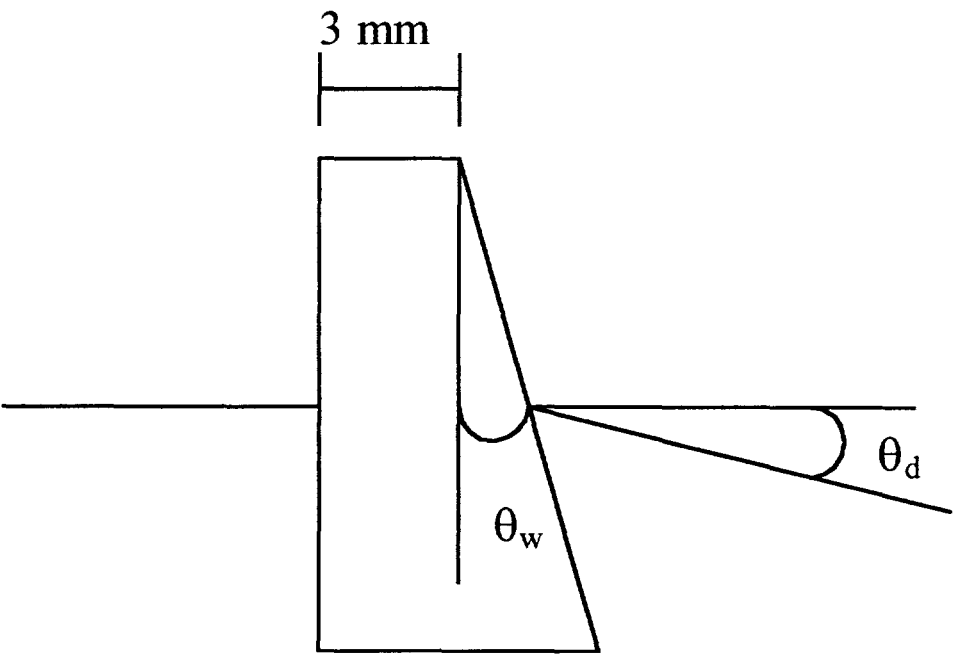


Figura A5.2 Cuña óptica.

En esta figura el ángulo de salida  $\theta_d$  cumple:

$$\theta_d = \arcsin(n \sin(\theta_w)) - \theta_w \tag{A5.2}$$

donde  $n$  es el índice de refracción del material para la longitud de onda de la radiación incidente. Como vemos el ángulo  $\theta_d$  de salida del haz depende del material utilizado a través del índice de refracción  $n$  y del ángulo  $\theta_w$  de la cuña óptica. En este caso y para el BK7.

Longitud de onda ( $\mu\text{m}$ )	Índice de refracción
1.064	1.5066
0.532	1.5194

**Tabla A5.1** Índice de refracción del BK7 para las dos longitudes de onda presentes en el experimento.

Con estos datos se realizó la siguiente tabla en la que se muestran los ángulos de salida para distintos ángulos de las cuñas ópticas para las dos longitudes de onda de interés así como la diferencia de ángulo entre ambas longitudes de onda todo ello expresado en mrad.

	$\theta_w = 1^\circ 56'$	$\theta_w = 3^\circ 52'$	$\theta_w = 7^\circ 41'$
$\lambda = 1.064 \mu\text{m}$	17.1064	34.2869	68.7174
$\lambda = 0.532 \mu\text{m}$	17.5388	35.1545	70.4649
$\Delta\theta_d$ (mrad)	0.4328	0.868	1.7475

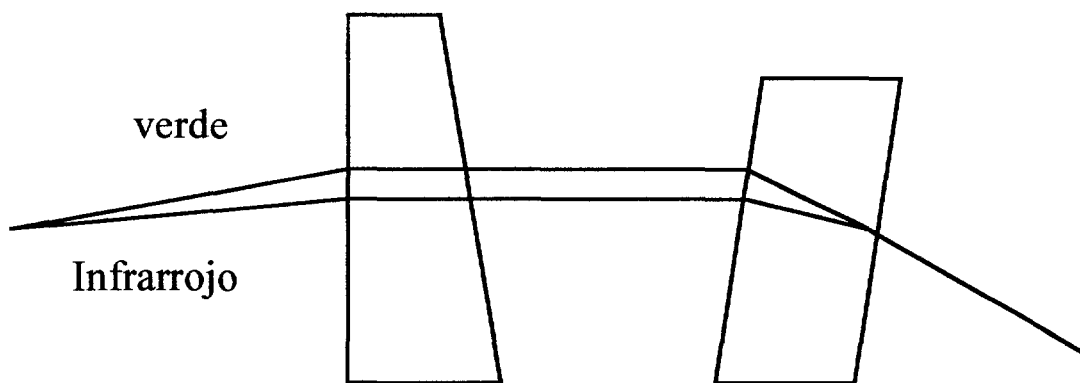
**Tabla A5.2** Ángulos de salida para las diferentes longitudes de onda y ángulos de la cuña óptica.

Cómo se puede observar, la cuña que más se adapta a nuestras necesidades es la segunda ( $\theta_w = 3^\circ 52'$ ) pues corresponde a una diferencia de ángulos de 0.87 mrad muy cercano al valor medido para la divergencia entre ambas longitudes de onda. En consecuencia, la solución adoptada consiste en colocar una cuña óptica de esas dimensiones a la salida del láser para corregir el ángulo de divergencia de salida entre ambas longitudes de onda.

En definitiva, haciendo pasar los dos haces con distinta longitud de onda a través de una cuña con estas características, el pequeño ángulo de divergencia entre ellos se corrige obteniendo dos haces que se propagan paralelos Figura A5.3. No obstante esto no es suficiente pues, como se indicó más arriba, la condición fundamental para que un sistema basado en dos colores funciones es que ambas longitudes de onda se propaguen

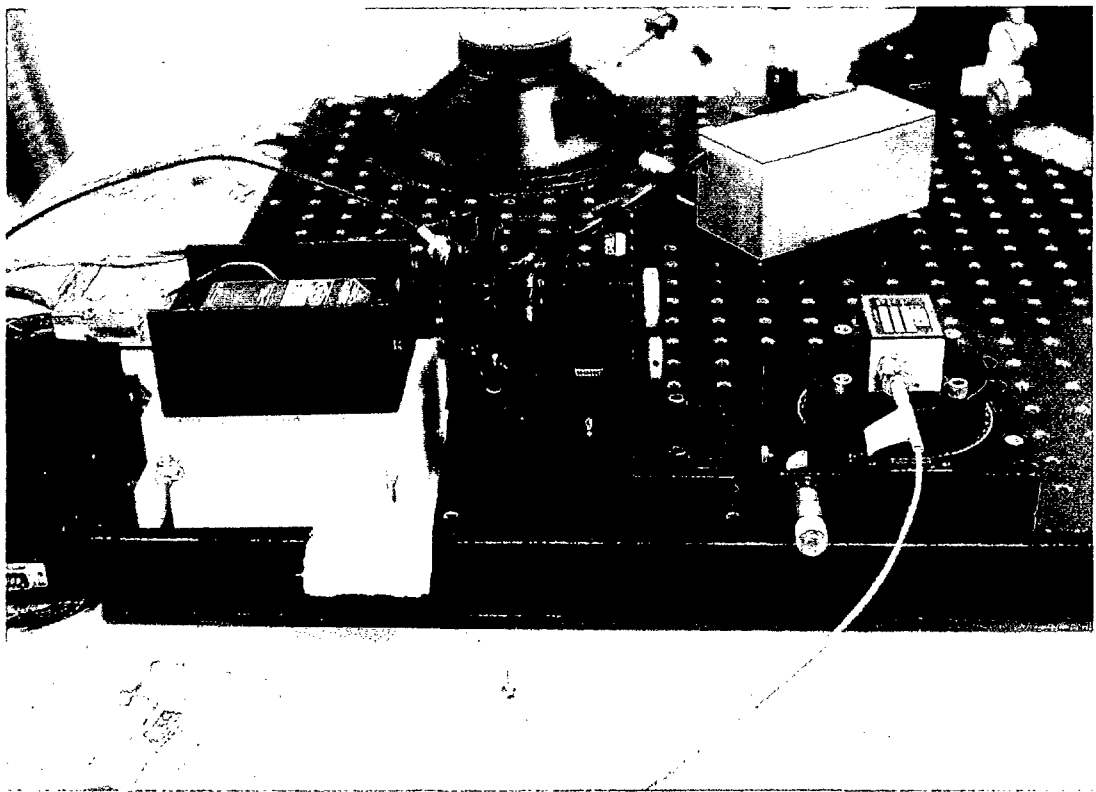
colinealmente. Como vemos en la Figura A5.3 hemos corregido el desplazamiento angular pero todavía aparece un pequeño desplazamiento lateral entre los haces que habrá que corregir (Figura A5.3). Esto se corrige utilizando las propiedades dispersivas de una ventana de BK7 con las dos caras paralelas y colocada oblicuamente. Al introducir de manera oblicua un haz por una ventana, éste sufre un pequeño desplazamiento lateral que es proporcional al índice de refracción que presenta dicho cristal a la longitud de onda dada. Debido al distinto índice de refracción que el BK7 presenta para cada una de las longitudes de onda utilizada, el desplazamiento lateral será distinto, luego orientando la ventana convenientemente se podrá realizar el alineamiento de los dos haces. El esquema final adoptado se muestra en la Figura A5.3.

Aunque en esta Figura A5.3 se muestra la solución adoptada hay que hacer hincapié en la dificultad de alinear un sistema óptico de estas características. La cuña óptica ha de estar orientada perfectamente en la dirección en que ambos haces divergen, y el ángulo de inclinación de la ventana ha de optimizarse para que ambos haces se propaguen colinealmente. Para poder realizar este alineamiento tan delicado se montó la cuña óptica en una montura giratoria con una posibilidad de rotación  $360^\circ$ . Esta montura giratoria permite además un pequeño cabeceo lateral para optimizar su ajuste mecánico. Del mismo modo, la ventana se instaló en una montura que permite un amplio rango de ajuste lateral mediante un sistema de control mecánico en dos ejes X e Y. Teniendo en cuenta que los ángulos y desplazamientos de ajuste del sistema son muy pequeños ( $<1\text{mrad}$  y  $<1\text{mm}$  respectivamente) el alineamiento es muy crítico y para realizarlo se volvió a utilizar el esquema de la Figura A5.1 que permitió poner colineales ambos haces.



**Figura A5.3** Solución adoptada.

Sin embargo, y aunque después de estos ajustes mecánicos se consiguió una colinealidad muy buena, fue necesario un ajuste posterior ya sobre el esquema definitivo para minimizar la substracción. En la Figura A5.4 se muestra el sistema definitivo con el láser, la cuña óptica y la ventana en posición oblicua.



**Figura A5.4** Fotografía del Sistema láser, cuña óptica y ventana en posición oblicua.

# REFERENCIAS.

## Capítulo 1

- [1.1] K.I. Thomassen. 'Progress in Magnetic Fusion Energy Research'. Proc. of the IEEE 81 (3), pp. 390-398 (1993).
- [1.2] R.W. Conn, V.A. Chuyanov, N. Inoue y D. R. Sweetman. 'El reactor termonuclear experimental internacional'. Investigación y Ciencia, pp. 57-63. Junio 1992.
- [1.3] Alejaldre et al. 'TJ-II Project: A flexible heliac Stellarator'. Fusion Technology 17, pp 131-139 (1990).
- [1.4] 'Fusión por Confinamiento Magnético'. Centro de investigaciones Energéticas, Mediambientales y Tecnológicas (1998).
- [1.5] J.D. Lawson. Proc. Phys. Soc. 70B (6) (1957).
- [1.6] D.V. Orlinskij y G. Magyar. 'Plasma Diagnostics on large Tokamaks'. Nuclear Fusion 28 (4), pp. 611-697 (1988).
- [1.7] I.H. Hutchinson. Principles of Plasma Diagnostics (Cambridge University Press, 1987)
- [1.8] D. Véron. 'Submillimeter interferometry of high-density Plasmas' en Infrared and Millimeter waves. Vol II. Editor K.J. Button (Academic, New York, 1979).
- [1.9] D.E.T.F. Asbhy y D.F. Jephcott. 'Measurement of plasma density using a gas laser as an infrared interferometer'. Applied Physics Letters 3 (1), pp. 13-16 (1963).
- [1.10] D.E.T.F. Asbhy, D.F. Jephcott, A. Malein y P.A. Raynor. 'Performance of the He-Ne gas laser as an interferometer for measuring plasma density'. Journal of Applied Physics 36 (1), pp. 29-34 (1965).
- [1.11] H. Herold y F.C. Jahoda. 'CO<sub>2</sub> laser interferometer for the measurement of transient low density plasmas'. Rev. Sci. Instrum. 40 (1), pp. 145-147 (1969).
- [1.12] G.J. Parkinson y A.E. Dangor. 'Time resolved measurements of electron number density and electron temperature using laser interferometry at 337  $\mu\text{m}$  wavelength'. Applied Physics Letters 13 (7), pp. 233-237 (1968).
- [1.13] R.G. Buser y J.J. Kainz. 'Interferometric measurements of rapid phase changes in the visible and near infrared using a laser light source'. Applied Optics 3 (12), pp. 1495-1499 (1964).
- [1.14] J.T. Verdeyen, B.E. Cherrington y M.E. Fein. 'Spatially resolved laser heterodyne measurements of plasma densities in weakly ionized gases'. Applied Physics Letters 9 (10), pp. 360-362 (1966).
- [1.15] A. Gibson y G.W. Reid. 'A zebra-stripe display for an optical interferometer, and its use to measure plasma density in the presence of vibration'. Applied physics letters 5 (10), pp. 195-197 (1964).
- [1.16] J.B. Gerardo, J.T. Verdeyen y M.A. Gusinow. 'Spatially and temporally resolved electron and atom concentrations in an afterglow gas discharge'. Journal of Applied Physics 36 (11), pp. 3526-3534 (1965).

- [1.17] Equipo TFR. 'Tokamak plasma diagnostics'. Nuclear Fusion 18 (5), pp. 647-731 (1978).
- [1.18] N.C. Luhmann, Jr. 'Instrumentation and Techniques for Plasma Diagnostics: An overview' en Infrared and Millimeter waves. Vol II. Editor K.J. Button. (Academic, New York, 1979).
- [1.19] D. Véron. 'High sensitivity HCN laser interferometer for plasma electron density measurements'. Optics Communications 10 (1), pp. 95-98 (1974).
- [1.20] C.W. Domier, W.A. Peebles y N.C. Luhmann, Jr. 'Milimeter-wave interferometer for measuring plasma electron density'. Rev. Sci. Instrum. 59 (8), pp. 1588-1590 (1988).
- [1.21] K.Kawahata, K. Tanaka y Y. Ito. 'A two color milimeter-wave interferometer for the measurement of line integral electron density on large helical device'. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 695-698 (1999).
- [1.22] J. Sánchez et al. 'Diagnostic Systems for the TJ-II Flexible Heliac'. J. Plasma Fusion Res. SERIES Vol. 1, pp.338-342 (1998).
- [1.23] S.M. Wolfe, K.J. Button, J. Waldman y D.R. Cohn. 'Modulated submilimeter laser interferometer system for plasma density measurements'. Applied Optics 15 (11), pp. 2645-2648 (1976).
- [1.24] S.K. Kim, D.L. Brower, W.A. Peebles y N.C. Luhmann, Jr. 'High resolution multichannel interferometric measurement of sawtooth density pulse propagation (invited)'. Rev. Sci. Instrum. 59 (8), pp. 1550-1555 (1988).
- [1.25] G. Braithwaite, N. Gottardi, G. Magyar, J. O'Rourke, J. Ryan y D. Véron. 'JET polari-interferometer'. Rev. Sci. Instrum. 60 (9), pp. 2825-2834 (1989).
- [1.26] C.A.J. Hugenholtz y B.J.H. Meddens. 'Multichannel CO<sub>2</sub>-laser interferometer using a PbSnTe detector array'. Rev. Sci. Instrum. 53 (2), pp. 171-174 (1982).
- [1.27] D.R. Baker y S. Lee. 'Dual laser interferometer for plasma density measurements on large Tokamaks'. Rev. Sci. Instrum. 49 (7), pp. 919-922 (1978).
- [1.28] T.N. Carlstrom, D.R. Ahlgren y J. Crosbie. 'Real-time vibration compensated CO<sub>2</sub> interferometer operation on the DIII-D Tokamak'. Rev. Sci. Instrum. 59 (7), pp. 1063-1066 (1988).
- [1.29] D.R. Baker. 'CO<sub>2</sub> interferometer operation in Doublet III'. Rev. Sci. Instrum. 51 (10), pp. 1304-1307 (1980).
- [1.30] E.W. Newman, C.J. Buchenauer y H.W. Hoida. 'Multichord, near infrared interferometer for the CTX and ZT-40 experiments'. Rev. Sci. Instrum. 57 (8), pp. 1992-1993 (1986).
- [1.31] P. Innocente y S. Martini. 'A two color multichord infrared interferometer for RFX'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4996-4998 (1992).
- [1.32] Y. Kawano, A. Nagashima, T. Hatae y S. Gunji. 'Dual CO<sub>2</sub> laser interferometer with a wavelength combination of 10.6 and 9.27  $\mu\text{m}$  for electron density measurement on large tokamaks'. Rev. Sci. Instrum. 67 (4), pp. 1520-1528 (1996).
- [1.33] R. Kristal y R.W. Peterson. 'Bragg cell heterodyne interferometry of fast plasma events'. Rev. Sci. Instrum. 47 (11), pp. 1357-1359 (1976).
- [1.34] A.J.H. Donné. 'High spatial resolution interferometry and polarimetry in hot plasmas'. Rev. Sci. Instrum. 66 (6), pp. 3407-3423 (1995).

- [1.35] D.Véron, J. Certain y J.P. Crenn. 'Multichannel HCN interferometer for electron density profile measurements of tokamak plasmas'. J. Opt. Soc. Am. 67 (7), pp. 964-967 (1977).
- [1.36] Y. Kawano, A.Nagashima, S. Ishida, T.Fukuda y T. Matoba. 'CO<sub>2</sub> laser interferometer for electron density measurement in JT-60U Tokamak'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4971-4973 (1992).
- [1.37] R.T. Snider, T.N. Carlstrom, T.D. Hodapp, F.C. Hobes y W.A. Peebles. 'Application of interferometry and Faraday rotation Techniques for density measurements on the next generation of Tokamaks'. Rev. Sci. Instrum. 68 (1), pp. 728-731 (1997).
- [1.38] A.E. Hubbard et al. 'Measurements of the high confinement mode pedestal region on Alcator C-Mod'. Physics of Plasmas 5 (5), pp. 1744-1751 (1998).
- [1.39] J. Irby, R. Murray, P. Acedo y H. Lamela. 'A two-color interferometer using a frequency doubled diode pumped laser for electron density measurements'. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 699-702 (1999).

## Capítulo 2

- [2.1] I.H. Hutchinson. Principles of Plasma Diagnostics (Cambridge University Press, 1987).
- [2.2] F.F. Chen. Introduction to Plasma Physics and controlled fusion. Volume 1: Plasma Physics. Segunda Edición. (Plenum Press, New York, 1984).
- [2.3] D. Véron. 'Submillimeter interferometry of high-density Plasmas' en Infrared and Millimeter waves. Vol II. Editor K.J. Button (Academic, New York, 1979).
- [2.4] I.V. Lisitsyn, S. Kohno y H. Akiyama. 'A novel Scheme of Laser Interferometer-refractometer with high spatial and temporal resolutions'. Rev. Sci. Instrum. 68 (12), pp. 4353-4356 (1997).
- [2.5] J. Shmoys. 'Proposed Diagnostic Method for Cylindrical Plasmas'. Journal of Applied Physics 32 (4), pp. 689-695 (1961).
- [2.6] I.V. Lisitsyn, S. Kohno, S. Katsuki y H. Akiyama. 'Effect of laser beam deflection on the accuracy of interferometer measurements'. Rev. Sci. Instrum. 69 (4), pp. 1584-1586 (1998).
- [2.7] D.E.T.F. Ashby y D.F. Jephcott. 'Measurement of plasma density using a gas laser as an infrared interferometer'. Applied Physics Letters 3 (1), pp. 13-16 (1963).
- [2.8] S. Takeda y A. Yasuda. 'A sensitive Optical Interferometer for a current modulated plasma'. Rev. Sci. Instrum. 42, pp. 394-395 (1971).
- [2.9] D. Véron. 'High sensitivity HCN laser interferometer for plasma electron density measurements'. Optics Communications 10 (1), pp. 95-98 (1974).
- [2.10] J.C. Dooling y T.M. York. 'Fractional fringe Fabry-Perot interferometer diagnostic for low-density plasmas'. Rev. Sci. Instrum. 57 (6), pp. 1090-1094 (1986).
- [2.11] W.H. Steel. Interferometry. Segunda Edición. (Cambridge University Press, 1983).
- [2.12] A. Gibson y G.W. Reid. 'A Zebra-Stripe Display for an optical interferometer, and its use to measure plasma density in the presence of vibration'. Applied Physics Letters 5 (10), pp. 195-197 (1964).

- [2.13] C.J. Buchenauer y A.R. Jacobson. 'Quadrature Interferometer for plasma density measurements'. *Rev. Sci. Instrum.* 48 (7), pp. 769-774 (1977).
- [2.14] R.W. Peterson y F.C. Jahoda. 'A Far infrared coupled-cavity interferometer'. *Applied Physics Letters* 18 (10), pp. 440-442 (1971).
- [2.15] S.M. Wolfe, K.J. Burton, J. Waldman y D.R. Cohn. 'Modulated submillimeter laser interferometer system for plasma density measurements'. *Applied Optics* 15 (11), pp. 2645-2648 (1976).
- [2.16] I.H. Hutchinson. 'A Heterodyne plasma interferometer based on polarisation modulation of a HCN laser'. *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 15, pp. 903-905 (1982).
- [2.17] R. Kristal y R. W. Peterson. 'Bragg cell heterodyne interferometer of fast plasma events'. *Rev. Sci. Instrum.* 47 (11), pp. 1357-1359 (1976).
- [2.18] P. Acedo, H. Lamela, M. Ruiz, E. García-Valderas, J.H. Irby, J. Sanchez y T. Estrada. 'Electronic Heterodyne Demodulation System for the CIEMAT TJ-II Stellarator Laser Interferometer'. 13th Design of Circuits and Integrated Systems Conference Proceedings, pp. 418-423 (1998).
- [2.19] N.C. Luhmann, Jr. 'Instrumentation and Techniques for Plasma Diagnostics: An overview' en Infrared and Millimeter waves. Vol II. Editor K.J. Button. (Academic, New York, 1979).
- [2.20] D. Véron, J. Certain y J.P. Crenn. 'Multichannel HCN interferometer for electron density profile measurements of Tokamak plasmas'. *J. Opt. Soc. Am.* 67 (7), pp. 964-967 (1977).
- [2.21] Alejandre et al. 'TJ-II Project: A flexible heliac Stellarator'. *Fusion Technology* 17, pp. 131-139 (1990).
- [2.22] H. Soltwisch. 'Interferometry for Measuring Electron density Distributions' en Diagnostics for Contemporary Fusion experiments. Editores P.E. Stott, D.K. Akulina y E. Sidoni. (SIF, Bologna, 1991).
- [2.23] D.V. Orlinskij y G. Magyar. 'Plasma Diagnostics on Large Tokamaks'. *Nuclear Fusion* 28 (4), pp. 611-697 (1988).
- [2.24] D.R. Baker y S. Lee. 'Dual laser interferometer for plasma density measurements on large Tokamaks'. *Rev. Sci. Instrum.* 49 (7), pp. 919-922 (1978).
- [2.25] A. Yasuda, Y. Kanai y J. Kusunoki. 'Feedback-stabilized dual-beam laser interferometer for plasma measurements'. *Rev. Sci. Instrum.* 51 (12), pp. 1652-1655 (1980).
- [2.26] C.A.J. Hugenholtz y B.J.H. Meddens. 'Multichannel CO<sub>2</sub> laser interferometer using a PbSnTe detector array'. *Rev. Sci. Instrum.* 53 (2), pp. 171-174 (1982).
- [2.27] C.H. Ma, D.P. Hutchinson y K.L. Vander Sluis. 'Measurements of Faraday rotation in TFTR plasmas'. *Rev. Sci. Instrum.* 57 (8), pp. 1994-1996 (1986).
- [2.28] T.N. Carlstrom, D.R. Ahlgren y J. Crosbie. 'Real-time vibration-compensated CO<sub>2</sub> interferometer operation on the DIII-D tokamak'. *Rev. Sci. Instrum.* 59 (7), pp. 1063-1066 (1988).
- [2.29] J.H. Irby, E.S. Marmar, E. Sevillano y S.M. Wolfe. 'Two-color interferometer system for Alcator C-Mod'. *Rev. Sci. Instrum.* 59 (8), pp. 1568-1570 (1988).
- [2.30] J. Irby, R. Murray, P. Acedo y H. Lamela. 'A two-color interferometer using a frequency doubled diode pumped laser for electron density measurements'. *Rev. Sci. Instrum.* 70(1), pp. 699-702 (1999).



- [2.31] S.K. Kim, D.L. Brower, W.A. Peebles y N.C. Luhmann, Jr. 'High-resolution multichannel interferometric measurement of sawtooth density-pulse propagation'. Rev. Sci. Instrum. 59 (8), pp. 1550-1555 (1988).
- [2.32] G. Braithwaite, N. Gottardi, G. Magyar, J. O'Rourke, J. Ryan y D. Véron. 'JET polari-interferometer'. Rev. Sci. Instrum. 60 (9), pp. 2825-2834 (1989).
- [2.33] Y. Kawano, A. Nagashima, T. Hatae y S. Gunji. 'Dual CO<sub>2</sub> laser interferometer with a wavelength combination of 10.6 and 9.27  $\mu$ m for electron density measurement on large tokamaks'. Rev. Sci. Instrum. 67 (4), pp. 1520-1528 (1996).
- [2.34] P. Innocente y S. Martini. 'A two color multichord infrared interferometer for RFX'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4996-4998 (1992).
- [2.35] A.C.A.P. Van Lammeren, S.K. Kim y A.J.H. Donné. 'Multichannel interferometer/polarimeter system for the RTP Tokamak'. Rev. Sci. Instrum. 61 (10), pp. 2882-2884 (1990).
- [2.36] C.H. Ma, D.P. Hutchinson y K.L. Vander Sluis 'A difluoromethane laser interferometer system on ATF'. Rev. Sci. Instrum. 61 (10), pp. 2891-2892, (1990).
- [2.37] A.J.H. Donné. 'High spatial resolution interferometry and polarimetry in hot plasmas'. Rev. Sci. Instrum. 66 (6), pp. 3407-3423 (1995).
- [2.38] A.E. Costley et al. 'Key issues in ITER diagnostics: Problems and solutions'. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 391-396 (1999).

### Capítulo 3

- [3.1] C. Alejandre et al. 'First plasmas in the TJ-II flexible heliac'. Plasma Physics and Controlled Fusion 41, pp. A539-A548 (1999).
- [3.2] K. Miyamoto. Plasma Physics for nuclear fusion. Edición revisada (MIT Press, 1989).
- [3.3] J. Sanchez et al. 'Diagnostic Systems for the TJ-II Flexible Helic'. Plasma Fusion Res. SERIES, Vol. 1, pp. 338-341 (1998).
- [3.4] P. Acedo, H. Lamela y J. Irby. "First Results of the Prototype CO<sub>2</sub> He-Ne Interferometer of Electron Density Measurements in the TJ-II Stellarator". Proceedings 1999 ICPP&26<sup>th</sup> EPS, Maastricht 14-18 June, Vol. 23J, pp. 397-400 (1999).
- [3.5] H. Lamela, P. Acedo y J.H. Irby. 'Phase Measurements in an AC/DC Interferometer Prototype for the IR-TJII Diagnostics'. Proceedings 1998 ICPP&25<sup>th</sup> EPS, Praga 29 June- 3 July, Vol 22C, pp. 1639-1642 (1998).
- [3.6] C. Alejandre et al. 'TJ-II Project: A flexible heliac Stellarator'. Fusion Technology 17, pp. 131-139 (1990).
- [3.7] N.C. Luhmann, Jr y W.A. Peebles. 'Instrumentation for Magnetically confined fusion plasma diagnostics'. Rev. Sci. Instrum. 55 (3), pp. 279-331 (1984).
- [3.8] S.M. Wolfe, K.J. Button, J. Waldman y D.R. Cohn. 'Modulated submillimeter laser interferometer system for plasma density measurements'. Applied Optics 15 (11), pp. 1645-2649 (1976).

- [3.9] Y. Kawano, A. Nagashima, T. Hatae y S. Gunji. 'Dual CO<sub>2</sub> laser interferometer with a wavelength combination of 10.6 and 9.27  $\mu\text{m}$  for electron density measurement on large tokamaks'. Rev. Sci. Instrum. 67 (4), pp. 1520-1528 (1996).
- [3.10] P. Innocente y S. Martini. 'A two color multichord infrared interferometer for RFX'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4996-4998 (1992).
- [3.11] E.W. Newman, C.J. Buchenauer y H.W. Hoida. 'Multichord, near infrared interferometers for the CTX and ZT-40M experiments'. Rev. Sci. Instrum. 57 (8), pp. 1992-1993 (1986).
- [3.12] D.R. Baker y S. Lee. 'Dual laser interferometer for plasma density measurements on large tokamaks'. Rev. Sci. Instrum. 49 (7), pp. 919-922 (1978).
- [3.13] P. Innocente y S. Martini. 'Two-color CO<sub>2</sub> interferometer with single bragg cell and improved vibration compensation at 3.39  $\mu\text{m}$ '. Rev. Sci. Instrum. 58 (8), pp. 1571-1573 (1988).
- [3.14] R.T. Snider y T.N. Carstrom. 'Short Wavelength Interferometer for ITER'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4977-4980 (1992).
- [3.15] G.A. Hallock, M.L. Gartman, R.L. Castles, K. Chiang y A.S. Rahman. 'TEXT upgrade far-infrared interferometer system'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 2893-2895 (1992).
- [3.16] T. Luke y J. Irby. 'Density Measurements on Alcator C-Mod'. J. Bull. of American Physical Society 38 (10), pp. 1955 (1993).
- [3.17] M.A. Nokes, B.C. Hill y A.E. Barelli. 'Fiber optic heterodyne interferometer for vibration measurements in biological systems'. Rev. Sci. Instrum. 49 (6), pp. 722-728 (1978).
- [3.18] N.A. Massie, R.D. Nelson y S. Holly. 'High-performance real-time heterodyne interferometry'. Applied Optics 18 (11), pp. 1797-1803 (1979).
- [3.19] P. Innocente, S. Martini, G. Corradi, G. Fadin, C. Fasoli y G. Garonzi. 'Real-time density computer for two-color interferometers'. Rev. Sci. Instrum. 61 (10), pp. 2876-2878 (1990).
- [3.20] Y. Kawano, A. Nagashima, S. Ishida, T. Fukuda y T. Matoba. 'CO<sub>2</sub> laser interferometer for electron density measurement in JT-60U tokamak'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4971-4973 (1992).
- [3.21] T. Luke. 'Measurement of Particle Transport Coefficients on Alcator C-Mod'. Tesis Doctoral. Plasma Science and Fusion Center. Massachusetts Institute of Technology. (1994).
- [3.22] D. Véron. 'Submillimeter interferometry of high-density Plasmas' en Infrared and Millimeter waves. Vol II. Editor K.J. Button (Academic, New York, 1979).
- [3.23] A.R. Jacobson. 'Heterodyne quadrature Interferometer for Simultaneous measurements of plasma density along several chords'. Rev. Sci. Instrum. 49 (5), pp. 673-674 (1978).
- [3.24] F.J. Eberhardt y F.A. Andrews. 'Laser Heterodyne System for Measurement and Analysis of Vibration'. Journal of the Acoustical Society of America 48 (3), pp. 603-609 (1970).
- [3.25] S.C. Bartlett, F. Farahi y D.A. Jackson. 'Current Sensing using Faraday Rotation and a Common Path Optical Fiber Heterodyne Interferometer'. Rev. Sci. Instrum. 61 (9), pp. 2433-2435 (1990).

- [3.26] Y. Suemoto. 'Laser Heterodyne and Homodyne Measurements of Impulsive Displacements'. Optics Communications 75 (3,4), pp. 201-204 (1990).
- [3.27] J. Irby, R. Murray, P. Acedo y H. Lamela. 'A two-color interferometer using a frequency doubled diode pumped laser for electron density measurements'. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 699-702 (1999).
- [3.28] P. Chien. 'Two-frequency displacement measurement interferometer based on a double-heterodyne technique'. Rev. Sci. Instrum. 62 (1), pp. 254-255 (1991).
- [3.29] S.C. Barlett, F. Farahi y D. A. Jackson. 'A dual resolution noncontact vibration and displacement sensor based upon a two wavelength source'. Rev. Sci. Instrum. 61 (3), pp. 1014-1017 (1990).
- [3.30] M.R. Serbyn y F.A. Andrews. 'Measurement of the Phase of Vibrational Displacement by a laser interferometer'. The Journal of the Acoustical Society of America 46 (1), pp. 2-5 (1969).
- [3.31] W.H. Steel. Interferometry. Segunda Edición. (Cambridge University Press, 1983).
- [3.32] H. Lamela. 'Etude et amélioration de la mesure des excédents fractionnaires dans un interféromètre à deux ondes'. Tesis Doctoral. Conservatoire National des Arts et Metiers. Febrero (1985).
- [3.33] Th. Kwaaitaal. 'Contribution to the interferometric measurement of sub-angstrom vibrations'. Rev. Sci. Instrum. 45 (1), pp. 39-41 (1974).
- [3.34] A. V. Oppenheim, A. S. Willsky y I.T. Young. Signals and systems. (Prentice-Hall International, 1983).
- [3.35] J.W. Wagner y J.B. Spicer. 'Theoretical noise-limited sensitivity of classical interferometry'. J. Opt. Soc. Am. B 4 (8), pp. 1316-1326 (1987).
- [3.36] Hojas de Catálogo del APD de Si S2381-02. Hamamatsu Photodiodes Catalog. November (1998).
- [3.37] N.A. Massie, R.D. Nelson y S. Holly. 'High-performance real-time heterodyne interferometry'. Applied Optics 18 (11), pp. 1797-1803 (1979).
- [3.38] C.K.N. Patel. 'Continuous-wave laser action on vibrational-rotation transitions of CO<sub>2</sub>'. Physical Review 136 (5A), pp. A1187-A1193 (1964).
- [3.39] Catálogo Serie 48. Synrad.

#### **Capítulo 4**

- [4.1] Alejaldre et al. 'TJ-II Project: A flexible heliac Stellarator'. Fusion Technology 17, pp. 131-139 (1990).
- [4.2] K. Miyamoto. Plasma physics for nuclear fusion. Edición revisada (MIT Press, 1989).
- [4.3] J. Sanchez et al. 'Diagnostic Systems for the TJ-II Flexible Helic'. Plasma Fusion Res. SERIES, Vol. 1, pp. 338-341 (1998).
- [4.4] C. Alejaldre et al. 'First plasmas in the TJ-II flexible heliac'. Plasma Physics and Controlled Fusion 41, pp. A539-A548 (1999).
- [4.5] C. Alejaldre et al. 'Confinement studies in the TJ-II stellarator'. Plasma Physics and Controlled Fusion 41, pp. B109-B117 (1999).

- [4.6] T. Estrada, J. Sánchez, P. Acedo, M.A. Ferreras, H. Lamela y V. Zhuravlev. 'Electronic Phase Detection System for the CIEMAT TJ-II Stellarator 2 mm Interferometer'. 13th Design of Circuits and Integrated Systems Conference Proceedings, pp. 254-258 (1998).
- [4.7] P. Acedo, H. Lamela, M. Ruiz, E. García-Valderas, J.H. Irby, J. Sanchez y T. Estrada. 'Electronic Heterodyne Demodulation System for the CIEMAT TJ-II Stellarator Laser Interferometer'. 13th Design of Circuits and Integrated Systems Conference Proceedings, pp. 418-423 (1998).
- [4.8] T. Estrada, L. Cupido, L. Meneses, J. Sanchez y M.E. Manso. 'The TJ-II reflectometry system'. Proceedings of the IV Reflectometry Workshop for Fusion Plasmas, Cadarache, Francia (1999).
- [4.9] C. Alejaldre et al. 17<sup>th</sup> IAEA Fusion energy conference, Japan (1998).
- [4.10] C.J. Barth, F.J. Pijper, H.J. v.d. Meiden, J. Herranz y I. Pastor. 'High-resolution multiposition Thomson scattering for the TJ-II Stellarator'. Rev. Sci. Instrum. 70 (1), pp. 763-767 (1999).
- [4.11] R.T. Snider y T.N. Carstrom. 'Short Wavelength Interferometer for ITER'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4977-4980 (1992).
- [4.12] J. Vega, A. Mollinedo, A. López, L. Pacios y S. Dormido. 'Integration of autonomous systems for remote control of data adquisition and diagnostics in the TJ-II device'. Rev. Sci. Instrum. 68 (1), pp. 963-966 (1997).

## Capítulo 5

- [5.1] E.S. Fairbanks. 'CO<sub>2</sub> laser interferometer array for Big Dee'. Rev. Sci. Instrum. 56 (5), pp. 905-907 (1985).
- [5.2] F.A. Hopf, A. Tomita y G. Al-jumaily. 'Second-harmonic interferometers'. Optics Letters 5 (9), pp. 386-388 (1980).
- [5.3] G.N. Alferov, S.A. Babin y V.P. Drachev. 'Nonlinear dispersion interferometry of argon laser plasma'. Opt. Spectrosc. (USSR) 63 (3), pp. 348-352 (1987).
- [5.4] V.P. Drachev, Y.I. Krasnikov y P.A. Bagryansky. 'Dispersion interferometer for controlled fusion devices'. Rev. Sci. Instrum. 64 (4), pp. 1010-1013 (1993).
- [5.5] N. Bretz, F. Jobes y J. Irby. 'The design of a second harmonic tangential array interferometer for C-Mod'. Rev. Sci. Instrum. 68 (1), pp. 713-716 (1997).
- [5.6] P. Innocente y S. Martini. 'Two-color CO<sub>2</sub> interferometer with single bragg cell and improved vibration compensation at 3.39  $\mu\text{m}$ '. Rev. Sci. Instrum. 59 (8), pp. 1571-1573 (1988).
- [5.7] V. Mukhovatov et al. 'ITER Diagnostics'. ITER documentation Series nº 33. International Atomic Energy Agency, Vienna (1991).
- [5.8] R.T. Snider y T.N. Carstrom. 'Short wavelength interferometer for ITER'. Rev. Sci. Instrum. 63 (10), pp. 4977-4980 (1992).
- [5.9] R. Nazikian y B. Grek. 'A Toroidal projection CO<sub>2</sub> laser imaging system for PBX-M'. Rev. Sci. Instrum. 61 (10), pp. 2899-2901 (1990).
- [5.10] J. Irby, R. Murray, P. Acedo y H. Lamela. 'A two-color interferometer using a frequency doubled diode pumped laser for electron density measurements'. Rev. Sci. Instrum. 70(1), pp. 699-702 (1999).

- [5.11] T. Luke. 'Measurement of Particle Transport Coefficients on Alcator C-Mod'. Tesis Doctoral. Plasma Science and Fusion Center. Massachusetts Institute of Technology. (1994).
- [5.12] J.H. Irby, E.S. Marmar, E. Sevilano y S.M. Wolfe. 'Two-color interferometer system for Alcator C-MOD'. Rev. Sci. Instrum. 59 (8), pp. 1568-1570 (1988).
- [5.13] Kh.P. Alum, Y.V. Kovalchuk y G.V. Ostrovskaya. 'Nonlinear dispersive interferometer'. Sov. Tech. Phys. Lett. 7 (11), pp. 581-582 (1981).
- [5.14] T.W. Liepmann y F.A. Hopf. 'Common path interferometer based on second harmonic generation'. Applied Optics 24 (10), pp. 1485-1488 (1985).
- [5.15] F.A. Hopf y M. Cervantes. 'Nonlinear optical Interferometer'. Applied Optics 21 (4), pp. 668-677 (1982).
- [5.16] P.A. Bagryansky, V.P. Drachev y Y.I. Krasnikov. 'Nonlinear dispersive interferometer in thermonuclear studies'. Sov. J. Plasma Phys. 18 (2), pp. 138-139 (1992).
- [5.17] W. Koechner. Solid-State Laser Engineering. Cuarta edición. (Springer Series in Optical Sciences, 1996).
- [5.18] J.A. Tagle. 'Plasmas Límpios'. Investigación y Ciencia, pp. 4-10 (Marzo 1993).

## **ANEXOS**

### **Anexo 1**

- [A1.1] K.M. Ibrahim y M.A.H. Abdul-Karinm. 'A Novel Digital Phase Meter'. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement IM-36 (3), pp. 711-716 (1987).
- [A1.2] M.F. Wagdy y M.S.P. Lucas. 'A phase-measurement error compensation technique suitable for automation'. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement IM-35 (1), pp. 7-12 (1986).
- [A1.3] N.A. Massie, R.D. Nelson y S.Holly. 'High-performance real-time heterodyne interferometry'. Applied Optics 18 (11), pp. 1797-1803 (1979).
- [A1.4] D.H. Wolaver. Phase-locked loop circuit design. (Prentice Hall advanced Reference Series, 1991)
- [A1.5] J.W. Wagner y D.J. Gardner. 'Phase stable automatic gain control for heterodyne holographic interferometry'. Rev. Sci. Instrum. 57 (7), pp. 1435-1437 (1986).
- [A1.6] R.H. Kingston. Detection of Optical and Infrared Radiation. (Springer Series in Optical Sciences, 1979).
- [A1.7] F.J. Eberhardt y F.A. Andrews. 'Laser heterodyne system for measurement and analysis of vibration'. Journal of Acoustical Society of America 48 (3), pp. 603-609 (1970).
- [A1.8] S.J. Bingham, B.Börger, D. Suter y A.J. Thomson. 'The design and sensitivity of microwave frequency optical heterodyne receivers'. Rev. Sci. Instrum. 69 (9), pp. 3403-3409 (1998).

- [A1.9] A. Dziadowiec, M. Lescure y J. Boucher. 'A heterodyne low-level signal phase meter operating over 1 MHz to 300 MHz'. IEEE Transactions on Instrumentation and Measurements IM.-33 (1), pp. 55-58 (1984).

## **Anexo 2**

- [A2.1] D.H. Wolaver. Phase-locked loop circuit design. (Prentice Hall advanced Reference Series, 1991)
- [A2.2] P.V. Brennan. Phase-locked loops: Principles and practice. (McGraw-Hill, 1996)

## **Anexo 5**

- [A5.1] W. Koechner. Solid-State Laser Engineering. Cuarta edición. (Springer Series in Optical Sciences, 1996).
- [A5.2] Catalogo de UNIPHASE  $\mu$ Green series.
- [A5.3] E. Hecht. Optics. Segunda Edición (Addison-Wesley Publishing Company, 1987).